



# Développement expérimental d'un télescope Compton au xenon liquide pour l'imagerie médicale fonctionnelle

Tugdual Oger

## ► To cite this version:

Tugdual Oger. Développement expérimental d'un télescope Compton au xenon liquide pour l'imagerie médicale fonctionnelle. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Ecole des Mines de Nantes, 2012. Français. NNT : 2012EMNA0016 . tel-00678767

**HAL Id: tel-00678767**

**<https://theses.hal.science/tel-00678767>**

Submitted on 13 Mar 2012

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# THESE

**Tugdual Oger**

**ECOLE DOCTORALE : Matière, Molécules, Matériaux en Pays de la Loire**  
**THESE N° 2011EMNA0016**

*Thèse présentée en vue de l'obtention du grade de  
Docteur de l'Ecole des Mines  
Sous le label de l'Université Nantes Angers Le Mans  
Discipline **Constituants élémentaires et physique théorique***

**Soutenue le 06 janvier 2012**

**Développement  
expérimental d'un  
télescope Compton au  
xénon liquide pour  
l'imagerie médicale  
fonctionnelle**

**DIRECTEUR DE THESE :**

**Martino Jacques**, Directeur de recherche, IN2P3

**CO-ENCADRANT :**

**Thers Dominique**, Maître-assistant, EMN

**RAPPORTEURS DE THESE :**

**Falvard Alain**, Directeur de recherche, LUPM

**Gascon Jules**, Professeur, IPNL

**MEMBRES DU JURY :**

**Cherel Michel**, Professeur, Université de Nantes

**Dauguet Pascal**, Scientific Market Manager, Air liquide

**Giomataris Ioannis**, Directeur de recherche, CEA

**Menard Laurent**, Maître de conférence, IMNC

**Gossiaux Pol-Bernard**, Professeur, EMN

*À mes grand-parents,*

« *Lorem ipsum dolor sit amet, consectetur adipiscing elit.* »

Locution latine.



# Remerciements

En premier lieu, je souhaiterais remercier Jacques Martino d’avoir accepté d’être mon directeur de thèse et, bien qu’ayant été appelé à de nouvelles et prenantes fonctions, d’avoir su trouver le temps de participer à ma soutenance. Je tiens également à remercier l’ensemble du jury, et tout particulièrement mes rapporteurs, Alain Falvard et Jules Gascon, pour leurs très nombreuses remarques et questions sur le manuscrit. Merci à Michel Cherel, Pascale Dauguet, Ioannis Giomataris et Laurent Ménard pour leur participation au jury ainsi qu’à Pol Bernard Gossiaux pour en avoir assuré la présidence.

Un travail de thèse, notamment expérimental, reflète les efforts de toute une équipe. C’est pourquoi je tiens à remercier l’ensemble des membres du groupe Xénon ainsi que tout ceux qui ont travaillé avec nous, sans qui cette thèse n’aurait pas vu le jour.

À tout seigneur tout honneur, c’est pourquoi je commencerai par le Chef, même s’il n’aime qu’on l’appelle ainsi. Merci à Dominique Thers d’avoir encadré mon travail durant ces trois années de thèse et de m’avoir guidé dans les méandres du développement instrumental. Tu as su me remotiver dans les moments les plus décourageants, me botter les fesses quand il le fallait et me faire regarder les choses d’un oeil différent. Encore une fois, merci.

L’analyse de données peut-être un travail long et pénible, merci à tout ceux qui m’ont aidé à un moment ou un autre. Il me faut remercier Jean-Pierre pour son aide en programmation et ses avis posés sur bien des interrogations. Merci à Jérôme pour m’avoir fait découvrir bien des aspects insoupçonnés ROOT et pour ses avis critiques sur le code en général, à Jacob pour son aide, notamment en statistique, et son regard critique et juste, à Samuel pour avoir répondu à mes très nombreuses questions de programmation, à Lucas pour sa bienveillance tranquille et son aide sur l’analyse PM et à Wan-Ting qui m’a aidé un peu partout et qui a supporté nombre de mes pitreries.

Sans instrument, il n’y a pas de données à analyser. Le prototype de XEMIS existe grâce à une équipe technique de choc qui fait des petits miracles quotidiens. Je remercie Eric, véritable orfèvre de l’électronique et pilier de l’expérience, Patrick et Jean-Sébastien, duo de mécanos qui sait s’adapter aux changements de plan chroniques avec beaucoup de compétence et presque toujours le sourire, et enfin Olivier pour sa patience et son aide pendant la rédaction.

J’ai eu le grand plaisir d’aller au Japon dans le cadre de ce travail de thèse afin d’échanger avec des chercheurs du centre de recherche KEK sur leur projet de TPC au xénon liquide. Merci à Toshiaki Tauchi qui m’a si bien accueilli dans son équipe et qui m’a fait visiter le mont Tsukuba

à vélo. Merci à Satoshi Mihara, Takayuki Saeki et Katsuyu Kasami pour m’avoir fait découvrir leur façon de travailler et pour leur gentillesse durant mon séjour. Merci à Yuki Fuji qui a pu découvrir avec moi les premières données sortant de la TPC équipée d’IDeF-X.

Durant ces trois années, j’ai occupé le bureau de thésards H115 en étant plus ou moins insupportable. Je tiens à remercier l’ensemble de mes voisins de bureau qui s’y sont succédé. Merci à Samuel, une fois de plus, à Diego, qui a supporté mes blagues stupides avec le sourire et qui m’a appris l’histoire des biscuits dans le four, à Diana, qui ne s’est pas enfuie et qui m’a même nourri, à Thibaud qui a su reconnaître très tôt ma bonne foi, à Cécilia pour n’être pas restée trop longtemps et à Maxime pour s’être intéressé à mes cancons de labo.

Il me faut remercier tout les thésards, les nouveaux comme les anciens, que j’ai pu côtoyer plus ou moins brièvement à l’occasion des repas, des pauses ou encore dans le couloir. Parmi les vétérans je citerai Sarah, Guénolé, Thomas, Lamia, Raphaëlle, Mickaël et Sébastien. Une pensée particulière à ceux qui ont souffert en même temps que moi, les docteurs Michel, Vincent, Rudy et Hamza et ceux pour qui la délivrance approche, Ludivine et Van-Minh. D’autres doctorants sont ensuite arrivés, Jean-Baptiste dont le bureau est devenu une succursale de la cafétéria et qui tient le bar avec le sourire, et Abdul-Fattah qui s’est montré patient devant mes résultats fluctuants au gré des analyses, mon squattage éhonté et mon pillage des boîtes à gâteaux. C’est à votre tour de rédiger messieurs. Viennent enfin Alexis, Anthony, Antoine, Diego, Diana, et la jeune génération, Anaïs, Aurélien, Aziz, Benjamin, Benjamin, Jennifer, et Maxime, je leur souhaite tous un bon courage. Ah ah.

J’ai pu fréquenter beaucoup de personnes au cours de ces trois ans et je suis sûr d’en oublier certains dans cette liste de remerciements forcément non-exhaustive : Merci à Baptiste pour son enthousiasme contagieux, à Philippe pour m’avoir dépanné lorsque ROOT devenait vraiment trop obscur, à Rachid pour les sources alpha, à Myriam, Alexandre, Élisabeth, Hervé, Xavier et enfin à tout les Bobbys. Merci à Annie pour proposer le si rafraîchissant module DEFI, ainsi qu’aux doctorants qui y ont participé avec moi ; Alexandr, Ali, Audrey, Ayman, Marine et Olivier. Je remercie Nathalie et Peggy de la documentation, que j’ai dû embêter avec certaines de mes questions. Il me faut remercier l’ensemble du personnel des services administratifs de Subatech, notamment pour leur bonne humeur communicative, mais aussi ceux de l’École des Mines et de Sodexo.

Ma famille a toujours été là pour me soutenir et m’encourager, je remercierai bien évidemment mes parents, mais aussi mes grands-parents, mes tatates, mes oncles et ma foultitude de cousins et cousines. Mes amis m’ont souvent servi de soupape de sécurité, je m’en excuse et remercie de leur patience mes deux supporters Jérémy et Jérôme, Nicolas, Nicolas, Thomas, Sébastien et Florian. Un grand merci à mes deux relectrices traqueuses de coquilles, Solène et Super Belle-Maman.

Enfin, merci à celles qui me supportent aux quotidiens, dans les moments les plus pénibles dans les meilleurs. Merci à Mobylette pour sa présence silencieuse et pour ses espiègleries quotidiennes. Merci à Nolwenn pour son soutien, ses encouragements, son sourire, son humour,

bref, merci pour tout.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 L'imagerie médicale et le xénon liquide comme milieu de détection</b>	<b>5</b>
1.1 Quelques généralités sur l'imagerie médicale . . . . .	5
1.2 L'imagerie médicale nucléaire . . . . .	6
1.2.1 La scintigraphie et la tomographie à émission monophotonique . . . . .	9
1.2.2 La tomographie à émission de positons . . . . .	16
1.3 Le xénon liquide comme milieu de détection . . . . .	22
1.3.1 Historique . . . . .	22
1.3.2 Propriétés physiques . . . . .	24
1.3.3 Quelques expérimentations en cours et passées . . . . .	33
1.3.4 L'imagerie trois gammas . . . . .	37
1.4 Conclusion . . . . .	44
<b>2 Un télescope Compton au xénon liquide</b>	<b>45</b>
2.1 De la création à la mesure du signal d'ionisation . . . . .	45
2.1.1 Variation du nombre de recombinaison . . . . .	45
2.1.2 La dérive et la diffusion des charges dans le xénon liquide . . . . .	50
2.1.3 La capture des électrons par les impuretés . . . . .	58
2.1.4 Les différentes stratégies de recueil du signal d'ionisation . . . . .	62
2.1.5 Mesure du signal d'ionisation par l'électronique de lecture . . . . .	68
2.1.6 Conclusion . . . . .	72
2.2 La Chambre à Projection Temporelle de XEMIS . . . . .	72
2.2.1 Principe de la chambre à projection temporelle . . . . .	73
2.2.2 Le photomultiplicateur, déclencheur de l'acquisition . . . . .	75
2.2.3 Les anneaux de champ . . . . .	76
2.2.4 Un MICROMEGAS dans le xénon liquide . . . . .	77
2.2.5 L'anode segmentée . . . . .	79
2.2.6 L'électronique de lecture front-end : IDeF-X . . . . .	82
2.3 Conclusion . . . . .	85

<b>3</b>	<b>La cryogénie du xénon liquide</b>	<b>87</b>
3.1	Description du prototype cryogénique	88
3.1.1	Le circuit de liquéfaction du xénon	88
3.1.2	Le circuit de circulation et de purification du xénon liquide	92
3.1.3	L'échangeur thermique	96
3.1.4	Les dispositifs de sécurité	96
3.1.5	Le stockage du xénon	97
3.2	Les opérations cryogéniques	99
3.2.1	Le precooling	100
3.2.2	La liquéfaction	101
3.2.3	La circulation	102
3.2.4	Le cryopompage	105
3.3	Conclusion	105
<b>4</b>	<b>Enregistrement et traitement des données de XEMIS</b>	<b>107</b>
4.1	Dispositif expérimental	108
4.1.1	Mesure de l'efficacité de déclenchement du trigger	111
4.2	La correction des piédestaux et du bruit mode commun	113
4.3	La détection des signaux électroniques	116
4.3.1	Application du seuil primaire	117
4.3.2	Mesure du temps d'interaction avec un CFD	118
4.3.3	Application du seuil secondaire	125
4.3.4	Correction de la non-linéarité de la réponse en amplitude	126
4.3.5	Correction de la dispersion des gains	128
4.3.6	Conclusion	129
4.4	La clusterisation des signaux	130
4.4.1	Recherche de la fenêtre temporelle de clusterisation	131
4.5	Conclusion	133
<b>5</b>	<b>Étude et mesure de la pureté du xénon avec XEMIS</b>	<b>135</b>
5.1	Mesure de la longueur d'atténuation des électrons par la mesure de l'atténuation du signal photoélectrique	136
5.2	Mesure de la longueur d'atténuation des électrons par la mesure de l'atténuation du signal d'ionisation de particules alphas	138
5.2.1	Dispositif expérimental	139
5.2.2	Analyse des données	142
5.3	Calcul de la fraction d'impureté dans le xénon liquide	148
5.4	Modélisation de l'évolution de la purification	151
5.5	Conclusion	155

<b>6</b>	<b>Exploitation des données obtenues avec XEMIS</b>	<b>157</b>
6.1	Mesure de la vitesse de dérive des électrons . . . . .	157
6.2	Mesure de la taille des clusters . . . . .	159
6.3	Mesure du rendement de production électronique et de la résolution en énergie .	162
6.4	Caractérisation de la réponse du détecteur par le modèle de Thomas . . . . .	166
6.5	Conclusion . . . . .	169
	<b>Conclusion</b>	<b>171</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>174</b>





# Liste des figures

1.1	Schéma de principe d'une gamma caméra . . . . .	9
1.2	Un collimateur . . . . .	10
1.3	Différentes géométries de collimateurs . . . . .	11
1.4	Schéma de principe de la scintillation dans un scintillateur inorganique extrinsèque	12
1.5	Matrice de PM d'une gamma caméra . . . . .	13
1.6	Schéma de principe du fonctionnement d'un PMT . . . . .	14
1.7	Schéma de principe de la tomographie par émission de positons . . . . .	17
1.8	Schéma d'un module de détection pour la tomographie par émission de positons	17
1.9	Quelques effets physiques altérant la quantification . . . . .	21
1.10	Parcours moyen de particules chargées : électrons, alphas et des protons dans le xénon . . . . .	25
1.11	Contribution relative des différents modes d'interaction des photons avec le xénon	26
1.12	Comparaison de courbes de décroissance de la scintillation pour plusieurs par- ticules incidentes . . . . .	31
1.13	Comparaison de courbes de décroissance de la scintillation pour des électrons avec et sans champs électriques appliqués . . . . .	32
1.14	Dépendance de la scintillation et de l'ionisation selon le champ électrique . . .	32
1.15	Absorption des photons UV par les impuretés du xénon . . . . .	33
1.16	Schéma de la TPC de LXeGRIT . . . . .	34
1.17	Schéma du détecteur MEG . . . . .	35
1.18	Limite de sensibilité de détection de plusieurs expériences, dont XENON100, pour la mesure de la section efficace d'interaction de collision élastique WIMP- noyau en fonction de la masse du WIM . . . . .	37
1.19	Schéma de la TPC de XENON100. . . . .	38
1.20	Principe de l'imagerie trois gammas . . . . .	39
1.21	Images obtenues par simulation d'une caméra Compton . . . . .	41
1.22	Schéma des niveaux d'énergie lors de la désintégration du $^{44}\text{Sc}$ . . . . .	43
2.1	Représentation schématique du parcours d'un électron, selon son domaine d'éner- gie . . . . .	48

2.2	Mobilité électronique dans l'argon et le xénon . . . . .	52
2.3	Vitesse de dérive dans le xénon liquide et gazeux en fonction de $E/N$ . . . . .	52
2.4	Mesure de la vitesse de dérive des électrons dans le xénon liquide à 165 K, avec deux hauteurs différentes de dérives, selon le champ électrique appliqué . . . . .	53
2.5	Mesure des vitesses de dérives électroniques dans le xénon, l'argon et le krypton liquide selon le champ électrique appliqué . . . . .	54
2.6	Mesure des vitesses de dérive électronique dans le xénon solide et liquide, à différentes températures et selon le champ électrique appliqué . . . . .	54
2.7	Mobilité des trous en fonction de la température dans le xénon liquide . . . . .	55
2.8	Coefficient de diffusion transverses pour le xénon liquide et l'argon liquide . . . . .	57
2.9	Énergie caractéristique des électrons en fonction de $E/N$ . . . . .	57
2.10	Section efficace de capture des électrons pour plusieurs espèces d'impuretés électronégatives en fonction du champ électrique appliqué . . . . .	61
2.11	Schématisation de la montée du signal induit par la dérive des électrons et des ions . . . . .	64
2.12	Principe schématique d'une voie de lecture électronique . . . . .	68
2.13	Schéma de principe de la chambre à projection temporelle . . . . .	74
2.14	Vue de la TPC de XEMIS . . . . .	75
2.15	Schéma en coupe de l'architecture d'un GPM hybride . . . . .	76
2.16	Simulation du champ électrique de dérive . . . . .	77
2.17	Caractéristiques de grilles électroformées . . . . .	78
2.18	Caractéristiques de grilles CERN . . . . .	79
2.19	Coupe transversale de l'anode segmentée . . . . .	80
2.20	Schéma des différentes couches métalliques de l'anode segmentée . . . . .	81
2.21	Schéma des différentes structures présentes pour un pixel de l'anode segmentée . . . . .	81
2.22	Mesure de la déformation du centre de l'anode selon la pression, à température ambiante et au cours de trois montées en pression . . . . .	82
2.23	Mesure de la déformation du centre de l'anode selon la pression, à -120 °C et au cours de trois montées en pression . . . . .	82
2.24	Schéma de principe de l'empilement de l'anode et de l'électronique front-end . . . . .	83
2.25	Vue de l'envers de l'anode segmentée et zoom sur des connecteurs Cinch . . . . .	83
2.26	Architecture du bloc analogique principal d'une voie de mesure dans les circuits IDeF-X . . . . .	84
2.27	Circuit de protection de l'IDeF-X contre les décharges . . . . .	85
2.28	Vue de l'électronique front-end . . . . .	85
2.29	Vue du circuit de polarisation de l'électronique front-end . . . . .	85
3.1	Diagramme des phases du xénon . . . . .	87
3.2	Masse volumique du xénon liquide en fonction de la température . . . . .	87

3.3	Dispositif expérimental de XEMIS 1 . . . . .	89
3.4	Schéma du circuit cryogénique du xénon liquide . . . . .	89
3.5	Schéma d'un PTR et vue de la tête froide du PTR de XEMIS 1 . . . . .	90
3.6	Vue du cryostat . . . . .	92
3.7	Circuit de purification du xénon gazeux . . . . .	94
3.8	La pompe à membrane et son fonctionnement . . . . .	94
3.9	Le filtre de purification SAES . . . . .	95
3.10	Le système d'alimentation électrique de secours . . . . .	97
3.11	Le système d'alimentation électrique de secours . . . . .	98
3.12	Le tank de secours . . . . .	99
3.13	Les bouteilles de stockage du xénon . . . . .	99
3.14	Évolution de la température du doigt froid au démarrage . . . . .	100
3.15	Évolution de la température de la coupelle durant le precooling . . . . .	101
3.16	Évolution de la pression du xénon dans le cryostat durant le precooling . . . . .	102
3.17	Évolution du niveau de xénon liquide dans le cryostat durant la liquéfaction . . . . .	103
3.18	Évolution de la masse de xénon dans la bouteille de stockage durant la liquéfaction . . . . .	103
3.19	Puissance de la résistance chauffante en fonction du débit de circulation . . . . .	104
3.20	Évolution de la pression à l'intérieur du cryostat au cours d'une période de circulation . . . . .	104
3.21	Évolution du niveau de liquide durant un cryopompage . . . . .	106
3.22	Évolution de la température du cryostat durant un cryopompage . . . . .	106
4.1	Schéma du dispositif expérimental d'acquisition en coïncidence . . . . .	109
4.2	Schéma en coupe du dispositif expérimental d'acquisition en coïncidence . . . . .	109
4.3	Distribution du nombre de digits sur le plancher de l'anode . . . . .	110
4.4	Schéma du plancher d'anode utilisé lors des acquisitions . . . . .	110
4.5	Schéma du circuit de déclenchement de l'acquisition en coïncidence des évènements gamma de 511 keV . . . . .	111
4.6	Spectre des amplitudes des signaux PM acquis sans seuil et distribution du bruit . . . . .	112
4.7	Spectres des amplitudes des signaux PM idéal et spectre acquis avec un seuil de 20 mV . . . . .	113
4.8	Spectres des amplitudes des signaux PM idéal et spectre acquis avec un seuil de 22 mV . . . . .	113
4.9	Efficacité de déclenchement du trigger en fonction du seuil appliqué sur le si- gnal PM . . . . .	113
4.10	Spectre des amplitudes des signaux PM pour des dépôts d'énergie de 511 keV, pour un champ de dérive de $1,2 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ . . . . .	114
4.11	Signaux bruts de l'anode enregistrés pour un évènement . . . . .	114
4.12	Signaux de l'anode corrigés du piédestal pour un évènement . . . . .	114

4.13	Zoom sur les signaux anodes corrigés du piédestal . . . . .	115
4.14	Zoom sur les signaux anodes corrigés du bruit mode commun . . . . .	115
4.15	Bruit électronique selon le pixel . . . . .	116
4.16	Évolution du bruit électronique de la voie numéro 6 durant une campagne d'acquisition . . . . .	117
4.17	Exemple d'un signal obtenu par la méthode du PSD . . . . .	118
4.18	Exemple d'un évènement avec pile-up rejeté par une coupure sur les pentes . . . . .	119
4.19	Exemple de calcul de PSD pour des signaux gaussiens . . . . .	120
4.20	Pente de la droite ajustant le signal CFD en fonction de l'amplitude du signal . . . . .	120
4.21	Distribution des écarts à la pente pour une amplitude de signal donnée . . . . .	121
4.22	Distribution des temps CFD pour la voie numéro 6, à un champ de dérive de 0,5 $\text{kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ . . . . .	122
4.23	Distribution des temps CFD pour la voie numéro 6, à un champ de dérive de 0,5 $\text{kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ , en échelle logarithmique . . . . .	122
4.24	Résolution temporelle des temps CFD des digits pour chaque voie électronique. . . . .	122
4.25	Résolution temporelle des temps CFD des digit en fonction de l'amplitude mesurée. . . . .	123
4.26	Ajustement du signal CFD par un polynôme d'ordre 4 . . . . .	124
4.27	Distribution du nombre d'échantillons temporels d'écart entre le maximum du signal et le temps CFD, selon l'amplitude, pour la voie numéro 3 . . . . .	125
4.28	Distribution du nombre d'échantillons temporels d'écart entre le maximum du signal et le temps CFD, selon l'amplitude, pour la voie numéro 6 . . . . .	125
4.29	Distribution du nombre d'échantillons temporels d'écart entre le maximum du signal et le temps CFD, selon l'amplitude, pour la voie numéro 10 . . . . .	125
4.30	Distribution du nombre d'échantillons temporels d'écart entre le maximum du signal et le temps CFD, selon l'amplitude, pour la voie numéro 14 . . . . .	125
4.31	Représentation schématique du signal d'une voie d'anode avec deux digits . . . . .	126
4.32	Distribution du rapport $\frac{A_1}{A_3}$ en fonction de $\frac{A_2}{A_3}$ . . . . .	126
4.33	Distribution du rapport $\frac{A_1}{A_3}$ en fonction de $\frac{A_2}{A_3}$ après coupure à 10 fois le bruit sur l'amplitude des digits . . . . .	127
4.34	Amplitude de la réponse de l'électronique en fonction de l'amplitude du signal injecté sur la voie 3 à travers la grille du MICROMEGAS . . . . .	128
4.35	Écart à la linéarité en fonction de l'amplitude du signal injecté sur la voie 3 . . . . .	128
4.36	Amplitude de la réponse de l'électronique après correction de la non-linéarité en fonction de l'amplitude du signal injecté sur la voie 3 . . . . .	128
4.37	Écart à la linéarité après la correction de la non-linéarité en fonction de l'amplitude du signal injecté sur la voie 3 . . . . .	128
4.38	Spectre de l'amplitude des signaux utilisé pour la calibration de la voie numéro 7 . . . . .	129

4.39	Distribution des facteurs de calibration relatif en amplitude selon le numéro de voie électronique . . . . .	130
4.40	Dispersion temporelle des digits en fonction de l'amplitude du digit le plus faible	132
4.41	Dispersion temporelle des digits pour une amplitude donnée . . . . .	132
4.42	Évolution de l'écart type de la gaussienne représentant la dispersion des digits en fonction de l'amplitude du digit le plus faible . . . . .	133
5.1	Spectre en énergie des photons gammas de 511 keV, pour des hauteurs d'interaction comprises entre 0 et 3 mm . . . . .	137
5.2	Spectre en énergie des photons gammas de 511 keV, pour des hauteurs d'interaction comprises entre 7 et 12 cm . . . . .	137
5.3	Exemple d'évolution du signal du pic photoélectrique des gammas de 511 keV en fonction de la hauteur d'interaction . . . . .	138
5.4	Évolution de la longueur d'atténuation des électrons dans le xénon liquide pour des runs pris entre février et avril 2011 . . . . .	139
5.5	L'anode pleine et la grille CERN utilisées pour la mesure de l'évolution du signal d'une source alpha . . . . .	140
5.6	La source de plutonium placé dans la TPC . . . . .	140
5.7	Schéma du circuit de déclenchement de l'acquisition des signaux issus d'une interaction alpha . . . . .	141
5.8	Amplitude des signaux PM en fonction de l'intégrale des signaux PM . . . . .	143
5.9	Exemple de calcul du PSD sur un signal PM . . . . .	144
5.10	Distribution des PSD . . . . .	144
5.11	Somme des signaux anode enregistrés pour des événements alphas . . . . .	145
5.12	Spectre du signal d'ionisation des alphas, à $t = 240$ heures. . . . .	146
5.13	Spectre du signal d'ionisation des alphas, à $t = 485$ heures. . . . .	146
5.14	Évolution du signal d'ionisation des alphas de juillet à septembre 2009 . . . . .	147
5.15	Évolution du signal d'ionisation des alphas de septembre à octobre 2009 . . . . .	147
5.16	Évolution de la longueur d'atténuation des électrons de juillet à octobre 2009 . . . . .	149
5.17	Évolution de la longueur d'atténuation des électrons de octobre à novembre 2009	149
5.18	Évolution de la fraction d'impureté dans le xénon liquide de juillet à octobre 2009	150
5.19	Évolution de la fraction d'impureté dans le xénon liquide de octobre à novembre 2009 . . . . .	150
5.20	Évolution de la fraction d'impureté dans le xénon liquide de février à mars 2011	151
5.21	Les différentes étapes de la descente en pression lors d'une mise sous vide . . . . .	151
5.22	Allure générale de l'évolution de la pression lors d'une mise sous vide . . . . .	151
5.23	Ajustement de l'évolution de la fraction d'impureté dans le xénon liquide de juillet à octobre 2009 . . . . .	153

5.24	Ajustement de l'évolution de la fraction d'impureté dans le xénon liquide de octobre à novembre 2009 . . . . .	153
5.25	Ajustement de l'évolution de la fraction d'impureté dans le xénon liquide de février à mars 2011 . . . . .	154
5.26	Extrapolation de l'évolution de la longueur d'atténuation d'octobre à novembre 2009 avec un débit 10 fois plus grand . . . . .	155
5.27	Extrapolation de l'évolution de la longueur d'atténuation de février à mars 2010 avec un débit 10 fois plus grand . . . . .	155
6.1	Distribution des temps de dérive des électrons produits par une interaction pour un champ électrique de $1,0 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ . . . . .	158
6.2	Détermination du temps de début de chambre et de la résolution temporelle des cluster . . . . .	160
6.3	Détermination du temps de fin de chambre . . . . .	160
6.4	Vitesse de dérive des électrons dans le xénon liquide en fonction du champ électrique . . . . .	161
6.5	Évolution de la taille des clusters en fonction de la hauteur d'interaction, pour un champ électrique de dérive de $0,5 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ . . . . .	162
6.6	Évolution de la diffusion transverse des électrons en fonction du champ électrique de dérive . . . . .	163
6.7	Spectre des amplitudes des signaux clusterisés pour un champ de $0,5 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ . . . . .	163
6.8	Évolution du rendement de production électronique en fonction du champ électrique . . . . .	164
6.9	Évolution de la résolution en énergie à 511 keV pour un champ de dérive de $1,2 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ . . . . .	166
6.10	Évolution de la résolution en énergie à 511 keV en fonction du champ de dérive . . . . .	167
6.11	Distribution des solutions de E1 et E2 . . . . .	168
6.12	Extrapolation de la résolution en énergie à 1 MeV pour différents champs électriques, avec le modèle de Thomas . . . . .	169

# Liste des tableaux

1.1	Propriétés du NaI :Tl . . . . .	11
1.2	Comparaison de quelques cristaux couramment utilisés en TEP . . . . .	18
1.3	Résumé des caractéristiques physiques du xénon liquide . . . . .	24
1.4	Résumé des constante temporelles de scintillation du xénon liquide . . . . .	29
1.5	Propriétés de différents isotopes émetteurs trois gammas . . . . .	43
2.1	Énergie de fixation électronique de différentes molécules . . . . .	59
2.2	Seuil en énergie de capture électronique avec dissociation (eV) pour différentes molécules . . . . .	59
2.3	Principales caractéristiques de l'asic IDeF-X . . . . .	84
3.1	Quelques propriétés thermodynamiques du xénon . . . . .	88
6.1	Cotes des pièces de l'empilement de la TPC . . . . .	159





# Liste des abréviations

APD	Avalanche PhotoDiode
ASIC	Application Specific Integrated Circuit
BNL	Brookhaven National Laboratory
CdTe	Tellure de Cadmium
CdZnTe	Tellure de Zinc Cadmium
CERN	Centre Européen de Recherche Nucléaire
CFD	Common Fraction Discriminator
CsI	Iodure de Césium
ENC	Equivalent Noise Charge
FDG	Fluoro-Désoxy-Glucose
FWHM	Full Width Half Maximum
GPM	pour Gaseous PhotoMultiplier
HDMP	HyDroxyMéthylène Diphosponate
HMPAO	Hexa-Méthyl-Propylène-Amine-Oxime
IDeF-X	Imaging Detector Front-end for X rays
LHC	Large Hadron Collider
LOR	Line Of Response
LPI	Line Per Inch
MIBI	MéthoxyIsoButylIsonitrile
MICROMEGAS	MICROMEs GAseous Structure
MLI	MultiLayer Insulation
MGH	Massachusetts General Hospital
MWPC	MultiWire Proportional Counter
NaI :Tl	Iodure de Césium dopé au Thallium
NEG	Non Evaporable Getter
PAC	Pré-Amplificateur de Charge
PIM	Parallel Ionization Multiplier
PM	PhotoMultiplificateur
PMT	PhotoMultiplier Tube
PTC	Pulse Tube Cryocooler

PTFE	PolyTétraFluoroÉthylène
PTR	Pulse Tube Refrigerator
SiPM	Silicon PhotoMultiplier
TEP	Tomographie à Émission de Positons
TEMP	Tomographie à Émission Mono-Photonique
TDM	TomoDensitoMètrie
THGEM	THick Gaseous Electron Multiplier
TOF-PET	Time Of Flight - Positron Emission Tomography
TPC	Time Projection Chamber, chambre à projection temporelle
VUV	Vacuum UltraViolet
XEMIS	XEnon Medical Imaging System

# Introduction

Ce manuscrit rapporte de trois années d'un travail expérimental portant sur le développement complet d'un nouvel instrument, un télescope Compton au xénon liquide. J'ai tenté d'utiliser dans cet ouvrage l'objectivité nécessaire à tout travail scientifique. Ce qui paraîtra alors logique et évident ne représentera guère les innombrables problèmes techniques, erreurs, faux-départs et détours qui auront parsemé ces travaux. Il y a cependant une certaine satisfaction à rapporter du chemin parcouru et à envisager ce qui reste à faire.

Ce travail de thèse a été effectué au laboratoire Subatech, Unité Mixte de Recherche 6457 de l'Université de Nantes, l'École des Mines de Nantes et de l'Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules (IN2P3) appartenant au Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS). Cette thèse a été effectuée sous la direction de Jacques Martino, directeur de l'IN2P3, et sous la direction scientifique de Dominique Thers. Le financement de la thèse a été assuré par la Région des Pays de la Loire.

L'imagerie médicale nucléaire a vu le jour au sortir de la seconde guerre mondiale. En soixante années de recherches et de développements, ce pan de l'imagerie médicale fonctionnelle a pris un essor considérable, notamment en oncologie, mais aussi en cardiologie et en neurologie. À la fin des années 1950, portée par la gamma caméra inventée par Anger, la scintigraphie est la première modalité d'imagerie nucléaire à se démocratiser à travers le monde. Utilisant le même concept d'appareil, la tomographie à émission monophotonique se répandra à partir des années 1980. À la fin de cette décennie, c'est la tomographie à émission de positons qui deviendra populaire et révolutionnera l'oncologie, notamment par l'utilisation du  $^{18}\text{F}$ FDG. Après soixante années de développement, les appareils et les techniques d'imagerie nucléaire ont atteint un degré d'optimisation et d'efficacité extrême. Bien que la recherche se poursuive avec toujours plus de dynamisme, l'investissement financier et humain nécessaire à de nouveaux développements de ces techniques est extrêmement important.

Depuis le milieu des années 2000, l'équipe de Dominique Thers au laboratoire Subatech a proposé une nouvelle modalité d'imagerie médicale nucléaire, l'imagerie  $3\gamma$ . Cette technique d'imagerie repose sur l'utilisation d'un radioisotope innovant, le  $^{44}\text{Sc}$ , qui est émetteur en quasi-

coïncidence d'un positon et d'un photon gamma. Cela consiste à détecter d'une part les deux photons gammas émis en simultané par l'annihilation du positon, en utilisant une couronne de détecteurs comme en tomographie à émission de positon, ce qui donnera une ligne de réponse, et d'autre part le troisième photon avec un télescope Compton, avec lequel un cône de propagation sera obtenu. Le croisement entre la ligne de réponse et le cône donnera alors l'emplacement de la désintégration, en temps réel et sans reconstruction algorithmique.

Le choix technologique pour développer le télescope Compton nécessaire à l'imagerie  $3\gamma$  s'est porté sur l'utilisation d'un milieu de détection innovant, le xénon liquide. En effet, ce dernier a pour avantage d'avoir une grande efficacité de détection grâce à sa densité et son numéro atomique élevé, de donner la possibilité de faire de grands volumes de détection monolithiques et d'avoir une énergie d'ionisation faible ce qui aboutit à un grand taux de production de paires électron-ion et donc à des signaux intenses et aisément exploitables.

Afin d'effectuer la preuve de faisabilité de ce concept d'imagerie, un premier prototype de petite dimension de télescope Compton a été développé, nommé XEMIS, pour XENon Medical Imaging System. Les travaux effectués dans cette thèse portent principalement sur le développement expérimental de ce prototype et notamment sur l'analyse des données qui en sont issues. Il s'agit d'une étape intermédiaire, mais importante, vers la preuve de faisabilité finale. Un précédent travail de thèse a permis d'établir un cahier des charges des performances instrumentales nécessaires à l'imagerie  $3\gamma$ . Les résolutions temporelles et en énergie du détecteur seront plus particulièrement investiguées, afin de respecter ce cahier des charges.

Après avoir présenté l'imagerie  $3\gamma$ , le contexte de l'imagerie médicale nucléaire dans lequel elle s'inscrit et l'utilisation du xénon liquide, nous aborderons les aspects instrumentaux de la détection et de la cryogénie nécessaires à un télescope Compton au xénon liquide. Nous verrons ensuite le traitement des données issues de ce télescope et les résultats que nous obtenons sur la mesure de la pureté du xénon et sur l'estimation des performances du détecteur.

Dans le premier chapitre, nous parlerons tout d'abord du contexte de l'imagerie médicale nucléaire. Nous présenterons les concepts instrumentaux des techniques d'imagerie utilisées cliniquement que sont la tomographie à émission monophotonique et la tomographie à émission de positon et verrons les performances que celles-ci peuvent atteindre. Nous aborderons ensuite les caractéristiques qui font du xénon liquide un milieu de détection intéressant et nous parlerons de son utilisation en physique des particules. Nous terminerons ce chapitre en présentant le principe de l'imagerie  $3\gamma$  et en exposant pourquoi l'utilisation du xénon liquide est intéressante pour cette technique, avant d'aborder les performances attendues pour un télescope Compton.

Le deuxième chapitre de cette thèse sera divisé en deux parties. Dans la première partie, nous aborderons la détection du signal d'ionisation dans le xénon liquide et les différents principes et phénomènes qui l'affectent. Nous parlerons ainsi de la production des paires électron-ion, de la dérive des porteurs de charge, de la capture des électrons par des impuretés, des méthodes utilisées pour relever le signal issu de la dérive des électrons et des principes de l'électronique de lecture de ces signaux. Dans la deuxième partie, nous décrirons la chambre à projection tempo-

relle qui constitue le détecteur de XEMIS et ses différents composants. Nous aborderons alors le photomultiplicateur utilisé pour la détection du signal lumineux et pour le déclenchement de l'acquisition, l'architecture de la zone active, l'ensemble MICROMEGAS utilisé pour lire le signal d'ionisation et l'électronique de lecture IDeF-X.

Le troisième chapitre abordera l'appareil cryogénique utilisé pour maintenir le xénon sous forme liquide dans XEMIS. Nous verrons donc les différentes parties de cet appareil, tel que le pulse-tube utilisé pour liquéfier le xénon, le circuit de purification et le filtre utilisé pour enlever les impuretés électronégatives ou encore les systèmes de sécurité. Nous aborderons aussi les différentes manoeuvres cryogéniques qui ont été standardisées pour assurer une stabilité et une répétitivité des opérations.

Dans le quatrième chapitre, nous aborderons l'acquisition des données de XEMIS, leur enregistrement et leur traitement. Nous présenterons le dispositif expérimental utilisé pour mesurer les performances du détecteur pour un faisceau de photons gammas d'une énergie de 511 keV. Nous verrons comment sont corrigés du piédestal et d'un bruit commun aux différentes voies, les signaux d'ionisation enregistrés par un traitement en post-acquisition. Nous traiterons aussi de la façon dont nous relevons les signaux issus d'un dépôt d'énergie parmi les signaux enregistrés et dont nous les corrigeons de la non-linéarité et de la dispersion des gains de l'électronique. Nous parlerons ensuite de la manière dont les signaux des différentes voies issus d'une même interaction sont associées afin d'obtenir des spectres en énergie.

Le chapitre cinq sera consacré à la mesure de la longueur d'atténuation des électrons dans le xénon liquide. Nous parlerons des deux méthodes que nous avons utilisées pour mesurer cette grandeur, l'une avec des photons gamma et l'autre avec des noyaux alpha. Nous verrons alors l'évolution de la longueur d'atténuation au cours de ces acquisitions. Le calcul de la quantité d'impuretés en équivalent oxygène en fonction de la longueur d'atténuation sera alors abordé. Nous terminerons ce chapitre par une modélisation simple de l'évolution la pureté.

Au dernier chapitre, nous aborderons l'exploitation des données de XEMIS issues de l'analyse, notamment dans le but de caractériser les performances du détecteur à 511 keV. Nous verrons ainsi la mesure de la vitesse des électrons dans le xénon liquide pour des champs de dérive variant de 0,5 à 1,2 kV·cm<sup>-1</sup> pour une température de 171 K, et la résolution temporelle qui lui est associée. Nous parlerons ensuite de la mesure de la diffusion transverse des électrons durant leur dérive effectué. Nous montrerons la mesure du rendement de production électronique et de la résolution en énergie en fonction du champ de dérive. Nous verrons ainsi que les performances mesurées sont en très bon accord avec les objectif visés.



# Chapitre 1

## L'imagerie médicale et le xénon liquide comme milieu de détection

Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord parler d'imagerie médicale nucléaire, et aborder les techniques déjà utilisées en usage clinique ainsi que leur développement et leurs évolutions actuelles. Nous aborderons ensuite le xénon liquide, ses propriétés et ses utilisations en physiques des particules. Nous terminerons en présentant l'imagerie  $3\gamma$ , une nouvelle technique d'imagerie nucléaire nécessitant un télescope Compton pour son application. Nous verrons que, pour cet instrument, l'utilisation du xénon liquide comme milieu de détection est particulièrement intéressante. Les performances instrumentales à atteindre pour rendre l'imagerie  $3\gamma$  compétitive seront présentées.

### 1.1 Quelques généralités sur l'imagerie médicale

L'imagerie médicale consiste à obtenir des informations, sous forme d'images, sur la physiologie ou le fonctionnement d'un organe ou d'un organisme. On peut la diviser en trois familles, que sont l'imagerie anatomique, l'imagerie fonctionnelle et l'imagerie moléculaire.

L'imagerie anatomique permet d'obtenir des informations sur l'anatomie même des organes. C'est la forme la plus ancienne d'imagerie médicale pratiquée, puisqu'elle remonte à la fin du XIX<sup>ème</sup> siècle et à la découverte des rayons X par Wilhelm Röntgen en 1895. Celui-ci pratiqua une première radiographie, celle de la main de sa femme, quelques semaines seulement après sa découverte. D'autres phénomènes physiques sont utilisés pour obtenir diverses modalités d'imagerie. On peut notamment citer la Résonance Magnétique Nucléaire (RMN), utilisée pour faire de l'Imagerie par Résonance Magnétique (IRM), ou encore les ultrasons pour l'échographie.

L'imagerie fonctionnelle, quant à elle, donne des informations sur des métabolismes des organes et des organismes. On retrouve dans cette imagerie les mêmes techniques que précédemment,

comme l'IRMf (pour Imagerie par Résonance Magnétique fonctionnelle) qui permet de regarder le fonctionnement du cerveau, l'échographie doppler, qui donne des informations sur les flux sanguins et l'angiographie par rayons X, qui permet de visualiser le fonctionnement des vaisseaux sanguins. Le pan le plus vaste de l'imagerie médicale fonctionnelle reste cependant l'imagerie médicale nucléaire, que nous allons décrire par la suite.

L'imagerie moléculaire est la plus récente des types d'imagerie. La frontière avec les deux autres, et notamment l'imagerie fonctionnelle, est plutôt floue. Il s'agit ici de faire l'image de gènes, de protéines ou de phénomènes associés à ces objets. Les techniques utilisées pour cela sont l'imagerie par rayon X, infrarouges, gamma ou par fluorescence.

## **1.2 L'imagerie médicale nucléaire**

L'imagerie médicale nucléaire consiste à faire l'image du métabolisme d'une molécule - le marqueur - couplée à un isotope radioactif, le radiotraceur. Ce traceur radioactif va émettre un rayonnement ionisant qui sera détecté, directement ou indirectement, par le détecteur. En accumulant les détections, et après reconstruction de l'image, on obtient la distribution dans l'organisme du traceur et donc du marqueur auquel il est lié. Cela donne alors des informations sur le métabolisme ou sur le fonctionnement de l'organe spécifiquement visé par le marqueur. L'imagerie nucléaire est utilisée notamment en oncologie, mais aussi en cardiologie, neurologie, etc.

### **Quantification**

L'enjeu principal de l'imagerie nucléaire est la quantification. Celle-ci apporte plus d'information que la simple interprétation visuelle des images. La visualisation des images permet notamment de détecter des hypofixations ou des hyperfixations, c'est à dire des concentrations anormales du marqueur qui révèlent une pathologie. Au delà de la simple détection, la quantification permet de caractériser ces fixations et les lier à des processus physiologiques à des fins thérapeutiques et diagnostiques. On peut définir deux types de quantification : absolue et relative. La quantification absolue consiste à relier une concentration de marqueur à une valeur du niveau de couleur de l'image. En développant des modèles physiologiques efficaces, on peut alors déduire l'activité d'un mécanisme physiologique qui est lié à ces concentrations. La quantification relative consiste à comparer quantitativement les données obtenues sur une même image, la concentration dans deux régions différentes par exemple, ou dans une série d'images prises à plusieurs moments. On peut ainsi observer l'évolution de la concentration du marqueur dans une tumeur dans le temps et en déduire une évolution de la pathologie.



## Un bref historique

Les premières applications de la physique nucléaire en médecine remontent à 1936, avec l'utilisation du  $^{32}\text{P}$  pour le traitement de leucémies, par John Lawrence à Berkeley. Il s'agit alors d'une utilisation purement thérapeutique [1]. En 1943, toujours dans un but thérapeutique, de l'iode 131 ( $^{131}\text{I}$ ) est utilisé pour le traitement du cancer de la thyroïde par Seildling, Marinelli et Oshry. Ceux-ci découvrent que l'on peut localiser les métastases dans le corps du patient à l'aide d'un compteur Geiger-Muller. Ils le font à la main, point par point. On peut considérer cette application comme la naissance de l'imagerie médicale.

À la fin des années 1940, Cassen, de l'Université de Californie à Los Angeles (UCLA), remplace le compteur Geiger-Muller par un détecteur composé d'un cristal scintillant (Calcium tungstate) couplé à un photomultiplicateur [2]. Puis en 1950, lui et son équipe créent le premier scintigraphe, où la sonde qui se déplace au dessus du patient est reliée à un bras mécanique qui marque un point sur une feuille de papier pour chaque photon détecté. Ce concept est repris et amélioré un peu après par l'utilisation du Iodure de Sodium (NaI) comme scintillateur et d'un film photographique au lieu de papier.

En 1950, une équipe de physicien du Massachusetts General Hospital (MGH), dirigés par Gordon Brownell, élabore le premier dispositif d'imagerie de désintégrations de positons. Il est constitué de deux scintillateurs au NaI détectant en coïncidence les photons issus des désintégrations, bougeant en translation et reliés à un bras mécanique [3], comme dans le dispositif de Cassen. L'appareil, qui effectue une projection de la distribution des désintégrations, est aménagé pour l'imagerie du cerveau dès 1952.

L'invention en 1957, par Hal Anger [4], de la gamma caméra, est un tournant en imagerie nucléaire. Les éléments qui la composent sont les mêmes que ceux utilisés actuellement, un cristal scintillant NaI, un collimateur (à l'époque il s'agissait d'un pinhole) et des PM. Dès 1962, des gammas caméras étaient commercialisés par Nuclear Chicago (désormais Siemens Healthcare). La taille des cristaux scintillants étant à l'époque plus limitée, le champ de vue était limité aux environs de 25 cm. De par ce champ de vue réduit, elle était utilisée surtout en imagerie scintigraphique du cerveau.

A partir de la moitié des années 1960, une version plus sensible de l'imageur de désintégrations de positons est étudiée, toujours par l'équipe du MGH. Elle est constituée de deux rangées de neuf modules en vis-à-vis et sera opérationnelle un peu avant 1968 [5]. Poursuivant cette logique, la même équipe conçoit entre 1968 et 1971 une caméra deux têtes, chaque tête comprenant une matrice de détecteurs [6] et pivotant autour d'un axe. Le design des têtes est alors proche de celui de la gamma-caméra, à la différence que le scintillateur n'est pas monolithique. Cet appareil, nommé PC-I, fut élaboré pour obtenir des projections planes. En 1970, David Chesler conçoit le principe de la rétro-projection filtrée pour la reconstruction d'images tomographiques [7]. Cette technique de reconstruction est alors utilisée sur les données acquises avec PC-I, la Tomographie à Émission de Positons (TEP) est née [7]. Il s'agit d'un tournant majeur de l'imagerie nucléaire, le passage à des images en trois dimensions. La caméra TEP est améliorée lors

de la construction d'un nouveau modèle entre 1971 et 1976 et les deux versions seront commercialisées.

En 1975, la gamma caméra industrielle à grand champ de vue arrive sur le marché, toujours produite par Nuclear Chicago. Cela multipliera les utilisations de la caméra, celle ci pouvant imager de grands organes comme le foie, les poumons et donc visualiser de nouvelles pathologies.

S'inspirant du scanner aux rayons X développé par Houndsfield vers 1971 [8] et de la caméra TEP, Jaszczak effectue les premières acquisitions en Tomographie par Emission MonoPhotographique (TEMP) en effectuant des rotations de la gamma caméra [9]. Il ne s'agit alors plus d'une simple image scintigraphique en deux dimensions mais d'une image en trois dimensions. En 1984 seront commercialisés les premiers appareils pouvant effectuer de la TEMP. Dès lors, les évolutions de la gamma caméra seront minimales et consisteront en améliorations et optimisations. On peut citer la numérisation du signal, l'agrandissement en largeur des cristaux ainsi que leur amincissement, l'amélioration des collimateurs, les corrections d'atténuation, de diffusion, de mouvements, etc.

En TEP, la prochaine étape pour l'amélioration du détecteur est le passage à une géométrie annulaire, présentée pour la première fois en 1973 [10]. Cho et Farukhi proposent en 1977 [11] de remplacer les scintillateurs NaI par des cristaux de BGO, élaborés récemment. C'est chose faite dès 1978 par une équipe de Montréal [12]. À partir de la moitié des années 1970, les cyclotrons américains deviennent plus accessibles aux chercheurs dans le domaine médical. Des isotopes tels que le  $^{11}\text{C}$ ,  $^{13}\text{N}$ ,  $^{15}\text{O}$  et le  $^{18}\text{F}$  deviennent accessibles, élargissant la palette des applications de la TEP. Une avancée majeure se situe en 1978. Le Brookhaven National Laboratory (BNL) met au point le  $^{18}\text{F}$ fluoro-désoxy-glucose [13], un analogue du glucose, qui va rapidement devenir le principal radio-marqueur pour l'imagerie TEP. En 1981, Burnham du MGH segmente les cristaux couplés à un seul photomultiplicateur [14], ce qui permet de gagner en résolution spatiale et en place prise par l'appareillage. La géométrie des caméras TEP évolue encore un peu, passant à une géométrie cylindrique comprenant plusieurs anneaux successifs de détecteurs en 1988 [15]. La même année apparaît le LSO [16], un nouveau cristal scintillant presque aussi dense que le BGO mais beaucoup plus lumineux et rapide, ainsi que le GSO. Ces deux cristaux vont remplacer progressivement le BGO dans les caméras TEP durant les années 1990 et 2000. Depuis le début des années 2000, la nouvelle génération de caméra consiste en caméras hybrides TEP-Tomodensitomètre X (TDM) ou TEMP-TDM. L'acquisition quasi simultanée des images à la fois anatomiques et fonctionnelles est une importante avancée qui donne deux avantages. Tout d'abord, la superposition des informations anatomiques et fonctionnelles permettent de localiser précisément où se situent les anomalies, ce qui est une aide au diagnostic. Ensuite, les informations anatomiques peuvent aider à corriger les images fonctionnelles. Nous verrons cela un peu plus loin.

L'évolution de l'imagerie nucléaire sur 60 ans est considérable. Il aura fallu une dizaine d'années de développement pour obtenir la gamma caméra et presque quarante ans pour la caméra

TEP, qui sont toutes deux des produits aboutis hautement performants. Depuis, les évolutions se font plus dans le détail, peaufinant les appareils, les isotopes et les méthodes afin d'obtenir les techniques actuelles utilisées en routine.

### 1.2.1 La scintigraphie et la tomographie à émission monophotonique

Le principe de la scintigraphie est d'injecter à un patient un élément radioactif émetteur de photons gammas et à réaliser avec le détecteur, la gamma-caméra, une projection de la répartition de ce radiotraceur. L'image obtenue est donc en deux dimensions. La Tomographie à Émission MonoPhotonique (TEMP, ou encore tomo-scintigraphie) utilise le même principe et la même caméra. Cependant, il sera réalisé une série de projection en faisant pivoter la gamma-caméra autour du patient. On pourra alors, après reconstruction, obtenir une image en trois dimensions de la répartition du traceur dans l'organisme. Nous allons tout d'abord présenter la gamma caméra encore utilisée actuellement en clinique, ses performances, puis les développements réalisés afin d'améliorer cette technique d'imagerie.

#### La gamma caméra

La gamma caméra est composée de trois parties principales (cf. figure 1.1) : le collimateur, le cristal scintillant et les photomultiplicateurs (PM). Le collimateur va sélectionner les photons incidents arrivant selon la direction voulue, le cristal scintillant émettra un signal lumineux proportionnel à l'énergie déposée par ce photon, ce signal sera alors détecté, transformé en signal électrique et amplifié par les PM, qui transmettront les informations sur l'énergie et la localisation de l'interaction, nécessaire pour obtenir une image. La gamma caméra a relativement peu évolué depuis son invention par Hal Anger en 1957. Depuis plus de 50 ans elle a fait l'objet d'optimisations pour aboutir aux modèles actuels. La géométrie présentée est celle utilisée pour une caméra corps entier.

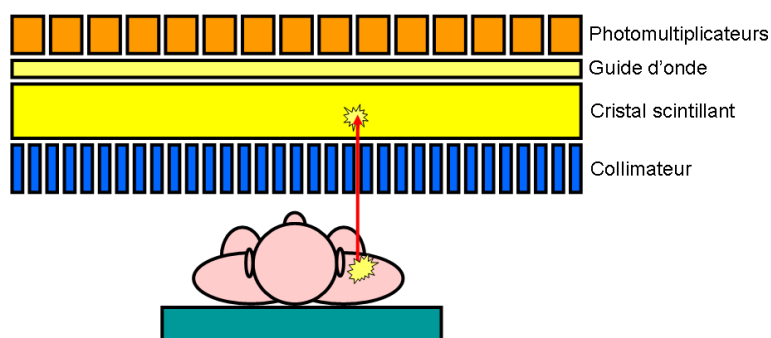


FIGURE 1.1 – Schéma de principe d'une gamma caméra

**Le collimateur :** Le collimateur est une plaque de métal percée de canaux qui ne laisse passer que les photons ayant un angle d'incidence faible avec l'axe des canaux. Les canaux sont séparés les uns des autres par une paroi appelée septa, dont le rôle est d'absorber les photons non sélectionnés. Le collimateur est composé d'un matériau dense avec un numéro atomique élevé, généralement du plomb, pour une efficacité d'absorption maximale. C'est la configuration du collimateur qui donnera principalement les caractéristiques de la caméra, sachant que le collimateur est amovible afin de pouvoir en changer en fonction de la prise de donnée.



FIGURE 1.2 – Un collimateur parallèle

**Géométrie des collimateurs :** Un collimateur dit de « Haute Résolution » possèdera des canaux avec un faible diamètre, pour donner une bonne résolution spatiale à l'image, au prix d'une baisse importante de la sensibilité puisque seule une très faible partie ( $\sim 0,01\%$ ) des rayonnements le traversera. A l'inverse, un collimateur de « Haute Sensibilité » possèdera des canaux avec un diamètre plus important et en moins grand nombre. Un compromis est nécessaire entre résolution et sensibilité, l'équilibre étant ajustable selon le type d'image. En plus du rayon des canaux, il est possible de modifier l'épaisseur du collimateur. On parlera de collimateur de « Basse Énergie » pour des épaisseurs plus faibles (de l'ordre de 0,2 mm) et de « Moyenne » à « Hautes Énergie » pour des épaisseurs plus importantes (jusqu'à 1,6mm). La géométrie des canaux peut aussi varier, comme on peut le voir sur la figure 1.3. Dans le cas le plus courant, le collimateur est dit « parallèle ». Les canaux sont alors parallèles les uns aux autres et ne laissent passer que les photons qui arrivent perpendiculairement au plan du cristal scintillant. Il existe aussi des collimateurs dits "fanbeam" dont les canaux sont focalisés en un point, et qui servent notamment en neurologie. Ils permettent d'obtenir un agrandissement d'une zone d'intérêt d'une taille plus limitée qu'avec un collimateur parallèle. Enfin, les collimateurs « sténopés », utilisés par exemple en imagerie thyroïdienne et préclinique, permettent d'améliorer encore la résolution de l'image sur des zones de petites tailles. Pour donner un ordre de grandeur, un collimateur parallèle de basse énergie et de haute résolution (ou LEHR pour Low Energy - High Resolution) possède environ 150000 canaux d'un diamètre de 1,2 mm et l'épaisseur des

Masse volumique	3,67 g·cm <sup>-3</sup>
Vitesse de décroissance de la scintillation	230 ns
Nombre de photon émis par MeV déposés	40000
Numéro atomique effectif	51
hline Coefficient d'atténuation des photons à 140 keV	0.155 cm <sup>-1</sup>

TABLE 1.1 – Quelques propriétés du NaI :Tl

septas est de 0,8 mm.

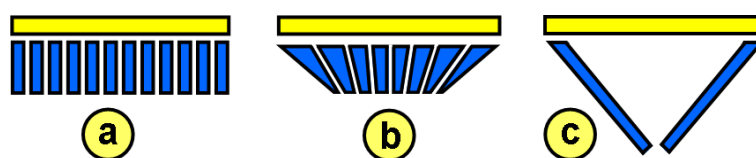


FIGURE 1.3 – Différentes géométries de collimateurs : a) parallèle, b) fanbeam, c) sténopé

**Le cristal scintillant :** Le rôle du cristal scintillant est de transformer le photon gamma incident d'énergie importante (supérieure à l'ordre du keV) en photons optiques. Ceux-ci seront alors détectables par les photomultiplicateurs. Le cristal d'une gamma caméra est généralement un cristal monolithique de Iodure de Sodium dopé au Thallium, le NaI:Tl. Le tableau 1.1 récapitule les caractéristiques de ce scintillateur. Le NaI:Tl est un cristal scintillant très correct, sa densité assez importante permet de détecter les photons relativement facilement. L'iode possède un numéro atomique élevé ( $Z = 53$ ), ce qui permet de favoriser l'interaction photoélectrique à l'effet Compton. Il est très lumineux, 40000 photons d'une longueur d'onde de 415 nm sont émis par MeV déposé dans le cristal. Son principal défaut est son hygroscopicité qui nécessite une encapsulation permanente.

**Principe de scintillation :** Le mécanisme de scintillation (illustré par la figure 1.4) est le suivant : le photon incident va interagir avec le cristal par effet photoélectrique ou Compton. L'électron ainsi éjecté va créer des paires électrons/trous le long de son parcours jusqu'à sa thermalisation, en faisant passer des électrons de la bande de valence à la bande de conduction. Les paires électron-trou vont alors diffuser indépendamment l'un de l'autre dans le cristal, ou se recombiner en excitons qui diffuseront ensuite. Les paires ou les excitons vont alors être capturés par des impuretés qui sont les centres de luminescence, en l'occurrence des sites de Thallium. Les centres de luminescence vont alors se désexciter en émettant un photon. Les niveaux d'énergie excités et fondamentaux du thallium se situant dans la bande interdite du cristal, le photon émis ne sera pas réabsorbé.

**Géométrie du cristal scintillant :** Les dimensions du cristal sont de l'ordre de  $40 \times 50$  cm, un côté pouvant mesurer jusqu'à plus de 60 cm. Originellement, l'épaisseur du cristal était supérieure au centimètre, afin de privilégier l'efficacité de détection. Elle tend désormais plutôt vers  $\sim 6,25$  mm. En effet, autant le cristal fournit une information sur l'emplacement de l'interaction du photon dans le plan du cristal, autant la caméra n'a pas accès à l'information de la position de l'interaction dans l'épaisseur. Cette perte d'information se répercute alors sur la qualité de l'image. Un compromis est donc recherché entre efficacité de détection et qualité de l'image. Pour donner un ordre de grandeur, un cristal de 12,5mm d'épaisseur absorbe 96% des photons d'énergie 140,5 keV, un cristal de 6,25mm absorbe 81% de ces photons, mais avec un gain de l'ordre de 20% sur la résolution de l'image. Les photons de 140,5 keV sont émis par le technétium 99 métastable ( $^{99m}\text{Tc}$ ), le radiotraceur le plus communément utilisé en scintigraphie, dont nous parlerons plus loin.

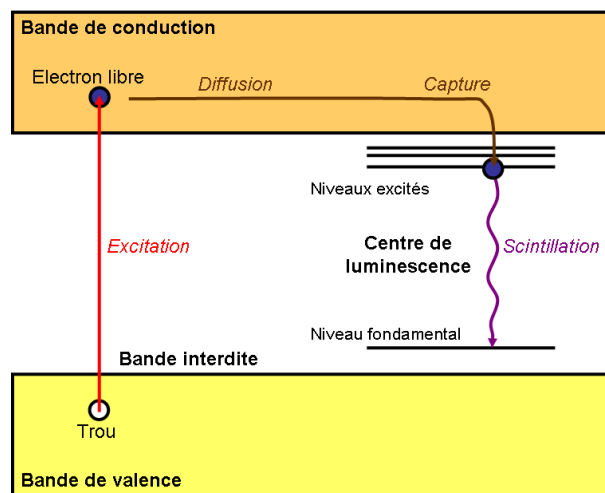


FIGURE 1.4 – Schéma de principe de la scintillation dans un scintillateur inorganique extrinsèque

**Les photomultiplicateurs :** Les photomultiplicateurs (ou PMT, pour PhotoMultiplier Tube) ont pour rôle de détecter les photons de faible énergie (d'une longueur d'onde allant de l'ultraviolet à l'infrarouge) émis par le cristal, et d'envoyer l'information sous forme de signaux électriques à l'électronique d'acquisition de la caméra. Lorsque le cristal émet de la lumière, il le fait de façon isotropique dans l'espace. Plusieurs PMT verront donc le flux de photons, la quantité de photons dépendant de l'angle solide de l'interaction vis à vis du PM. La position en deux dimensions dans le plan du cristal sera reconstituée en effectuant le barycentre des amplitudes des signaux électriques envoyés par les différents PMT. On compte une matrice d'une cinquantaine de PMT pour un cristal scintillant standard, comme illustré par la figure 1.5.



FIGURE 1.5 – Matrice de PM d'une gamma caméra (Siemens Healthcare Symbia)

**Fonctionnement des photomultiplicateurs :** Le principe de fonctionnement d'un photomultiplicateur, illustré par la figure 1.6, est le suivant : premièrement, le photon incident va pénétrer par la fenêtre d'entrée qui lui est transparent, avant d'interagir avec la photocathode par effet photoélectrique. La photocathode peut être déposée sur la face interne de la fenêtre d'entrée ou encore sur une électrode qui fait face à la fenêtre. Elle est composée de matériau semi-conducteurs alcalins. Le photoélectron obtenu va alors dériver dans le vide en accélérant vers la première dynode, en étant focalisé par d'importants champs électriques générés par des électrodes de focalisation. Une fois rendu à la dynode, le photoélectron va arracher plusieurs électrons, qui vont alors accélérer vers la seconde dynode. Ils arracheront à leurs tours plusieurs électrons. Ce mécanisme va se produire à chaque dynode, jusqu'à avoir parcouru l'ensemble de l'espace d'amplification. Au final, les électrons seront collectés par l'anode et le signal perçu partira alors vers l'électronique d'acquisition.

**Caractéristiques des photomultiplicateurs :** Plusieurs grandeurs caractérisent un PMT. Il y a tout d'abord l'efficacité quantique de la photocathode. Il s'agit de la probabilité qu'un photon incident arrache un électron qui soit ensuite collecté. L'efficacité quantique vaut entre 20 à 30%. Elle dépend de plusieurs facteurs, comme la longueur d'onde du photon incident, ou encore la température. Une autre grandeur est le gain du PMT. On peut obtenir un gain de l'ordre de  $10^6$ - $10^8$ . Il dépend surtout de la tension d'alimentation appliquée au PM, et donc des champs électriques entre les dynodes qui accélèrent les électrons. Le gain peut aussi varier selon l'efficacité du champ électrique de focalisation, ou encore avec le vieillissement des dynodes.



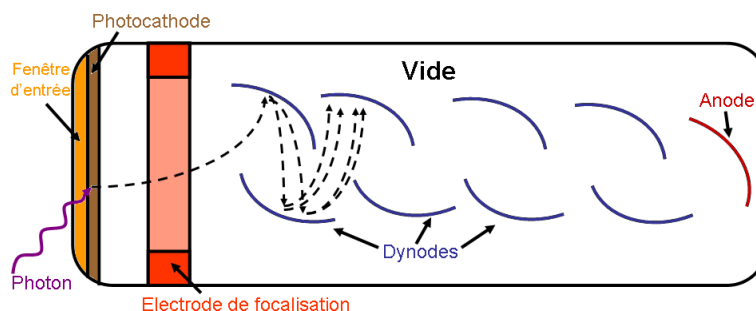


FIGURE 1.6 – Schéma de principe du fonctionnement d'un PMT

### Les radiotraceurs utilisés

Un des grands avantages de la scintigraphie et de la TEMP est le grand nombre de radiotraceurs qui lui sont utilisables. Le radioisotope le plus utilisé est le  $^{99m}\text{Tc}$ . Le  $^{99m}\text{Tc}$  possède une demie-vie de 6 heures, parfaitement compatible avec une utilisation clinique, car assez longue pour une manipulation aisée et assez courte pour disparaître rapidement de l'organisme. Il émet un photon de 140,5 keV, assez énergétique pour traverser les matériaux sans l'être trop pour rendre sa détection difficile. Le technétium est obtenu via des générateurs au molybdène, qui sont présents en hôpitaux, sous forme de pertechnétate de sodium. Il peut être utilisé tel quel, pour l'imagerie cardiaque. La chimie du technétium est assez riche, ce qui permet de lier cet isotope à un nombre relativement élevé de molécules, tels que le MIBI (méthoxyisobutylnitrile) pour l'imagerie myocardique, le HMPAO (hexa-méthyl-propylène-amine-oxime) pour l'imagerie du cerveau ou encore le HDMP (HyDroxyMéthylène Diphosponate) pour l'imagerie osseuse. Un autre élément très couramment utilisé en scintigraphie est l'iode,  $^{123}\text{I}$  ou  $^{131}\text{I}$ , pour l'imagerie de la thyroïde. C'est le radiotracer le plus anciennement utilisé et le mieux maîtrisé. On peut également citer le Thallium 206, utilisé pour l'imagerie cardiaque, l'indium 111 ou le galium 67.

### Les performances de la TEMP

La tomo-scintigraphie parvient à donner des images avec une résolution spatiale légèrement inférieure au centimètre, avec une sensibilité de 0,01% et une résolution en énergie de l'ordre de 9% à 140 keV. Pour l'imagerie du petit animal, l'utilisation d'un collimateur sténopé permet d'atteindre une résolution de l'ordre de 4mm.

En clinique, la gamma caméra peut-être utilisée en acquisition tomographique ou scintigraphique. La grande variété des marqueurs visualisables par la caméra fournit une palette très importante d'examen possibles. Le taux de remplissage, en terme d'utilisation, des gammacaméras ainsi que le temps des examens relativement courts par rapport à la TEP ou l'IRM en font un outil de premier plan dans les services de médecine nucléaire. Les trois principales



applications de la TEMP sont en imagerie cardiaque, cérébrale et en oncologie. En imagerie cardiaque, il est par exemple possible d'étudier le myocarde à l'effort ou au repos, ou encore de reconstituer le cycle cardiaque. En oncologie, l'imagerie notamment planaire des métastases sur le corps entier est très utilisée.

En ce qui concerne la quantification à partir des images obtenues en TEMP, celle-ci a plusieurs obstacles [17] :

- Nous pouvons tout d'abord citer la diffusion par effet Compton, qu'elle ait lieu dans le patient, le collimateur ou encore le cristal. Cela se traduit par une mauvaise localisation des photons à l'image. Dans une image de TEMP classique, brute, on peut considérer que 30% des photons sont ainsi mal localisés. Il existe de nombreuses méthodes de correction de cette diffusion [18, 19, 20], plus ou moins empiriques, mais leur effet sur la quantification est encore mal connu.
- Un autre effet néfaste à la quantification est l'atténuation du flux de photons, notamment par effet photoélectrique, dans le corps du patient. Les régions plus proches de la caméra paraîtront ainsi plus actives que les zones les plus éloignées. Les photons qui sont émis dans ces dernières doivent traverser tout l'organisme. Là encore, de multiples méthodes de correction existent. La nouvelle génération double-modalité TEMP-TDM permet notamment de cartographier avec le scanner X l'atténuation des photons et d'améliorer ces corrections.
- Les mouvements du patient, qu'ils soient juste dûs aux fonctions vitales telles que la respiration et la pulsation cardiaque, induisent un flou à l'image. Cela reste difficile à corriger, malgré des techniques de recalage des images possibles.
- La résolution spatiale joue un rôle dans la dégradation de la quantification.
- Les méthodes de reconstruction elles-mêmes induisent des artefacts à l'image, ceux-ci étant intrinsèques à la méthode utilisée.
- Enfin, la géométrie des détecteurs, les protocoles utilisés, les conditions d'acquisition jouent un rôle et se doivent d'être le plus standardisés possible, notamment pour des comparaisons inter-examens.

## Le futur de la TEMP

La TEMP fait l'objet aujourd'hui encore d'une recherche importante pour son amélioration. Dans sa forme actuelle, telle qu'elle a été conçue par Anger, elle peut-être considérée comme parfaite, ou du moins ultime. Après cinquante années d'améliorations, peu de progrès sont encore attendus sur le détecteur en lui-même. Ce fait n'empêche pas la recherche d'envisager la nouvelle génération de gamma caméra, la gamma caméra à semi-conducteurs [21]. Nous expliquerons le principe de détection des gammas par les semi-conducteurs un peu plus loin, dans la

partie traitant des APD. Ces caméras utiliseraient donc un semi-conducteur, le Tellure de Cadmium (CdTe) ou encore le Tellure de Zinc de Cadmium (CdZnTe) afin de détecter directement le gamma traversant le collimateur. L'utilisation de ce semi-conducteur permettrait notamment d'augmenter la résolution en énergie, et donc de limiter la présence de photons diffusés dans l'image, mais aussi de limiter la dégradation de la résolution spatiale due à l'épaisseur du milieu de détection [21].

L'idée d'utiliser le CdTe dans une gamma caméra remonte aux années 1980 [22]. Il a fallu attendre le milieu des années 1990 et le développement de méthodes de fabrication plus efficaces et rentables de ces semi-conducteurs pour voir débiter les travaux de recherche sur les gammas caméras au CdTe. Les développements durent donc depuis une quinzaine d'années.

Le CdTe fonctionne à température ambiante, possède un bon pouvoir d'arrêt, 90% des photons de 140 keV pour 6 mm d'épaisseur, grâce à une densité élevée égale à 6 et à un grand numéro atomique, 52 pour le Tellure et 48 pour le Cadmium. La résolution en énergie atteignable serait inférieure à 5% à 140 keV. Contrairement à la caméra d'Anger qui utilise un cristal monolithique, les caméras au CdTe sont composées de matrices de détecteurs indépendants, chaque semi-conducteur formant un pixel. Il en ressort que chaque détecteur se doit de posséder sa propre voie électronique et sa propre électronique de proximité (electronique front-end, ou encore ASIC, pour Application Specific Integrated Circuit).

La multiplication des voies électroniques et du nombre de détecteur augmente considérablement le prix de ce genre d'appareil. Il s'agit là du principal frein au déploiement industriel des gammas caméras aux semi-conducteurs. Pour l'envisager, il faut que ces caméras atteignent des performances au moins équivalentes aux caméras d'Anger, pour un prix similaire, et cela reste un challenge important. Des gammas caméras portatives au CdTe ont d'ores et déjà été développées et industrialisées. Ces caméras sont utilisées en condition pré-opératoire, afin d'aider le chirurgien à localiser les tumeurs.

### 1.2.2 La tomographie à émission de positons

La tomographie à émission de positons (TEP) est, comme la TEMP, une technique d'imagerie nucléaire qui permet d'obtenir une image tri-dimensionnelle de la répartition d'un radiotraceur dans le corps. La principale différence est dans le fait que le radioisotope est un émetteur  $\beta^+$ . Celui-ci va s'annihiler avec un électron situé dans le corps du patient. Il en résultera l'émission de deux photons gammas d'une énergie de 511 keV, à 180° l'un de l'autre. Ces deux photons vont être détectés en coïncidence par une couronne de détecteurs (figure 1.7) située autour du patient, ce qui donnera la ligne le long de laquelle aura été émis le positon. L'accumulation de ces lignes de réponses (encore appelées LOR, pour Line Of Response) permettra l'obtention d'une image en utilisant une méthode de reconstruction itérative. Nous allons présenter dans la suite de cette partie les détecteurs utilisés en TEP, leurs performances ainsi que les principaux

axes de recherche pour le développement des futures générations d'appareils. Nous aborderons uniquement l'aspect instrumental et ne parlerons donc pas des principes de reconstruction.

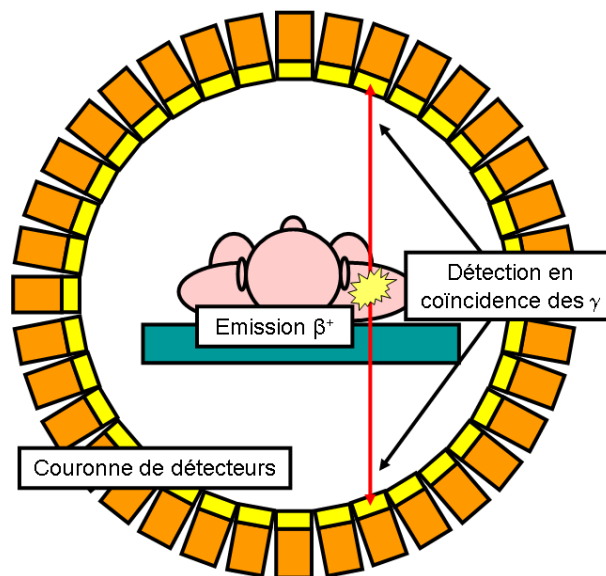


FIGURE 1.7 – Schéma de principe de la tomographie par émission de positons

### Le détecteur

Le tomographe à émission de positon consiste en une couronne de modules de détection. La couronne a un diamètre de l'ordre de 80 cm. Chaque module est composé d'une matrice de cristaux scintillants et de plusieurs PM, comme on peut le voir sur la figure 1.8.

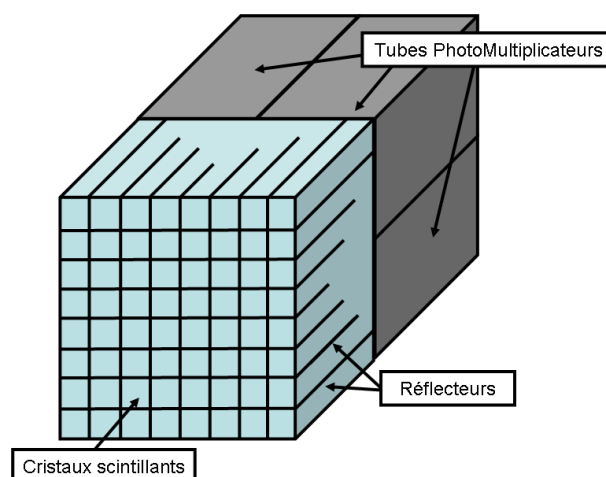


FIGURE 1.8 – Schéma d'un module de détection pour la tomographie par émission de positons

	BGO	LSO	GSO	BaF <sub>2</sub>
Masse volumique (g·cm <sup>-3</sup> )	7,13	7,4	6,71	4,88
Numéro atomique effectif	75	66	54	54
Vitesse de décroissance de la scintillation (ns)	300	40	56, 600	0,8
Nombre de photon émis par MeV déposés	8200	27000	12500	1400
Résolution en énergie (% FWHM à 662 keV)	9	8	7	

TABLE 1.2 – Comparaison de quelques cristaux couramment utilisés en TEP [24]

**Le cristal scintillant :** Le rayonnement issu de la désintégration  $\beta^+$  étant plus énergétique que ceux utilisés en TEMP, le NaI:Tl n'est pas le mieux adapté à la TEP. Sa densité, notamment, n'est pas suffisante. L'épaisseur nécessaire génère un effet de parallaxe important. De plus, ces photons y interagissent principalement par effet Compton. Le tableau 1.2 résume les caractéristiques de différents types de cristaux utilisés en TEP. On peut voir que leur densité est assez élevée, afin d'atténuer au maximum le flux de photons dans l'épaisseur la plus faible possible. Leur numéro atomique effectif est assez élevé, afin de favoriser l'effet photoélectrique. Les mécanismes de scintillation de ces cristaux sont sensiblement les mêmes que ceux du NaI. Le BGO est le cristal le plus anciennement utilisé en TEP. Son principal défaut est le faible nombre de photons optiques émis lors d'interaction avec une particule ionisante incidente, ce qui dégrade la résolution en énergie et oblige à une bonne efficacité de collection de ces photons et à un gain important lors de l'amplification du signal. Plus récent, le LSO possède une luminosité bien plus importante et une constante de temps plus faible. Cette dernière caractéristique permet de limiter le nombre de coïncidences fortuites et le temps mort du détecteur. Le défaut est que de par son numéro atomique plus faible, la proportion d'effet Compton est plus importante qu'avec le BGO [23].

**Segmentation du cristal :** Dans un module, le cristal n'est pas monolithique comme avec la gamma caméra. Il est composé en réalité d'une matrice de  $8 \times 8$  cristaux, séparés les uns des autres par des réflecteurs (en téflon par exemple). Cette segmentation du détecteur permet d'augmenter grandement la résolution spatiale sur la détection de l'évènement. À noter que la séparation des cristaux par des réflecteurs se fait par une longueur différente selon la position du cristal. Cela permet d'avoir une proportion différente de photons sur chaque PM selon le cristal dans lequel a eu lieu l'interaction. On a ainsi une identification du cristal qui a scintillé. Du point de vue des dimensions, la largeur des cristaux se doit d'être la plus petite possible pour bénéficier d'une meilleure résolution spatiale, cela étant limité par le fait qu'en dessous d'une certaine taille, les cristaux ne sont plus identifiables, notamment à cause des interactions multiples des photons gammas. La longueur des cristaux doit, au contraire, être assez importante pour bénéficier d'une efficacité de détection la plus grande possible. Là encore, il existe une limite de taille, à cause de l'effet de parallaxe qui augmente avec la longueur des cristaux.

**Le photomultiplicateur :** Les photons issus de la scintillation du cristal sont détectés, comme dans une gamma caméra, avec des PMT. En effet, les PMT sont rapides et possèdent un fort gain, ce qui a longtemps été important dans les générations précédentes de TEP utilisant le BGO, peu lumineux. Pour chaque bloc de cristaux, quatre PMT permettent, comme dit plus haut, d'identifier le cristal où a eu lieu l'interaction, en plus de donner l'énergie déposée lors de cette interaction. Une alternative aux PMT est disponible pour la TEP, il s'agit des photodiodes à avalanche (APD). Les PMT sont relativement encombrants et sensibles aux champs magnétiques importants, il est possible de les remplacer lorsqu'il y a de fortes contraintes de place, par exemple dans des caméras TEP dédiées au petit animal où les blocs de détection sont réduits, ou encore pour des TEP couplés à des IRM, des appareils multi-modalités qui sont en cours de développement [25].

**Les photodiodes à avalanches :** Une APD est un semi-conducteur, typiquement du silicium. Elle est constituée d'une jonction  $p-n$ , c'est-à-dire de trois régions. L'une de ces régions,  $p$ , est dopée (avec du bore par exemple) de telle sorte que les porteurs de charges majoritaires sont des trous, et une autre,  $n$ , a une majorité d'électrons comme porteurs de charges (grâce à l'ajout de phosphore). Entre ces deux régions existe une troisième, dite région de déplétion. Cette région est soumise à un champ électrique dû au dipôle électrique composé par les régions  $p-n$ . De par ce champ électrique, elle est désertée par les porteurs de charge. On applique à cette jonction  $p-n$  une tension inverse, c'est-à-dire que la région  $n$  est portée à un potentiel supérieur à celui de la région  $p$ . La zone de déplétion va alors augmenter en taille. Le flux de photons optiques pénètre par le côté  $p$  de l'APD, et est atténué progressivement dans le matériau. Les photons qui interagissent dans la zone de déplétion vont créer des paires électrons-trous qui vont se mettre à dériver et à accélérer sous l'effet du champ électrique. Les porteurs de charge vont alors à leur tour créer des paires électrons-trous en ionisant des atomes de silicium, ce qui va produire le phénomène d'avalanche. Cette avalanche nécessite un champ électrique de l'ordre de  $100 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ . Le signal électrique sera alors amplifié et utilisable. Les APD possèdent un gain maximal de l'ordre de  $10^4$ .

### Les traceurs utilisés

L'isotope le plus utilisé en TEP est le  $^{18}\text{F}$ , lorsque celui-ci est couplé avec le fluoro-désoxy-D-glucose, ou FDG, un analogue du glucose. Ce marqueur permet de suivre le métabolisme du glucose, notamment dans le cerveau, le myocarde et dans les tumeurs. On peut également citer le  $^{15}\text{O}$  qui peut être couplé avec une molécule d'eau pour observer le flux sanguin cérébral ou la perfusion myocardique. Le  $^{11}\text{C}$  peut-être couplé à la 5-hydroxytryptamine pour observer les récepteurs de la sérotonine. Enfin, le  $^{82}\text{Rb}$  et le  $^{13}\text{N}$ , ce dernier inclus dans une molécule d'ammoniac, permettent l'imagerie du myocarde. À part le  $^{82}\text{Rb}$ , tous ces isotopes sont produits en cyclotron et leur temps de vie limité, 110 minutes pour le  $^{18}\text{F}$ , nécessite une proximité géographique avec l'un d'eux pour une utilisation en routine clinique.

## Les performances de la TEP

Comme la TEMP, la TEP est utilisée en cardiologie, en neurologie et en oncologie. C'est pour cette dernière que la TEP est la plus usitée. En effet, l'imagerie du métabolisme du FDG a constitué une révolution à sa parution. Elle peut être utilisée pour la majorité des cancers, que ce soit des poumons, des reins, du sein, du côlon, etc. Elle permet d'effectuer un diagnostic, mais aussi d'observer l'extension du cancer par les métastases ou encore l'évolution des tumeurs lors des traitements, ce qui permet d'ajuster les thérapies. Le FDG peut aussi être utilisé en neurologie, par exemple pour l'étude des maladies d'Alzheimer ou de Parkinson.

La résolution spatiale en TEP atteint 4 à 6 millimètres pour un scanner clinique, et une résolution inférieure à 2 mm pour la TEP du petit animal. La quantification en TEP rencontre aussi des obstacles, sensiblement les mêmes qu'en TEMP. Quelques phénomènes s'ajoutent cependant, ou influencent différemment.

- La diffusion Compton des photons entraîne une mauvaise localisation de l'interaction entre le positon et l'environnement, telle qu'illustrée sur la figure 1.9.
- Un autre phénomène qui entraîne une mauvaise localisation de cette interaction est l'effet de parallaxe, déjà cité auparavant et illustré figure 1.9. Pour corriger cet effet, une identification de la profondeur d'interaction dans le cristal est possible, notamment par l'effet Phoswich.
- Une source supplémentaire de bruit dans l'image sont les coïncidences fortuites dans la fenêtre temporelle. Celle-ci est de l'ordre de 10 ns. Pour limiter au maximum ces coïncidences, une fenêtre plus petite, et donc des cristaux scintillants plus rapides, sont nécessaires.
- Un autre phénomène qui entraîne une mauvaise localisation de cette interaction est l'effet de parallaxe, déjà cité auparavant et illustré figure 1.9. Pour corriger cet effet, une identification de la profondeur d'interaction dans le cristal est envisageable, notamment par l'approche phoswich.

Comme en TEMP, les appareils multi-modalité tels que les TEP-scanner X ou TEP-IRM facilitent grandement l'interprétation des images, la localisation des tumeurs ou encore certaines corrections. Par ailleurs, un des axes de recherches principal pour la TEP du futur concerne la TEP-temps de vol (ou TOF-PET, pour Time Of Flight Positron Emission Tomography). Celle-ci cherche à déterminer très précisément (à l'ordre de la picoseconde idéalement) les temps d'interactions des photons, afin de limiter la longueur de la LOR, et donc d'améliorer grandement la résolution. Afin de donner un ordre de grandeur, une résolution temporelle de 100 ps permettrait d'obtenir une longueur sur la LOR de 3 cm.

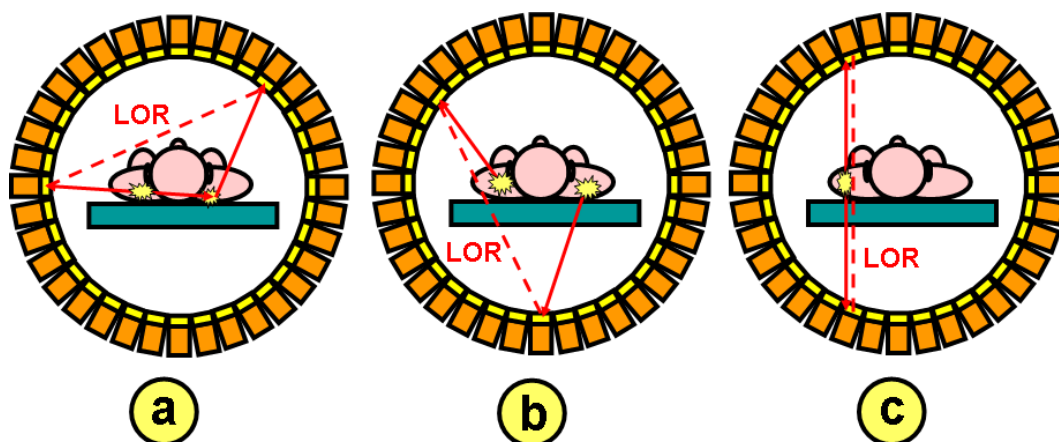


FIGURE 1.9 – Quelques effets physique altérant la quantification : a) diffusion Compton, b) coïncidence fortuite, c) effet de parallaxe

### Le futur de la TEP

La TEP fait l'objet de nombreux travaux afin d'en améliorer les performances. Un des axes principaux de recherche concerne la TEP à temps de vol (ou TOF-PET, pour Time Of Flight Positron Emission Tomography). La TOF-PET cherche à remonter au lieu de désintégration du positon en mesurant précisément les temps d'arrivée de chaque gamma. Idéalement, pour localiser le positon avec une résolution de 3 mm, ce qui correspond peu ou prou à son parcours moyen dans le corps du patient, il faut mesurer les temps d'arrivée avec une résolution de l'ordre de la dizaine de picosecondes. Cela permettrait de se passer des reconstructions algorithmiques. Une telle précision constitue un réel challenge technologique. Des moindres précisions temporelles, de l'ordre de quelques centaines de picosecondes, suffisent à améliorer la précision et la qualité des images après reconstruction. Une résolution de l'ordre de 500 ps a été atteinte dans les années 1980, mais les performances des appareils étaient bien moindre que celles des TEP classiques, l'électronique, les cristaux et l'informatique ne permettant d'obtenir un modèle cliniquement exploitable. Le développement de l'électronique, des cristaux rapides tels que le LYSO et des Silicon PhotoMultiplier, ou SiPM, qui utilisent des APD, permettent désormais d'envisager des résolutions temporelles de l'ordre de la centaine de picosecondes. Le frein principal à l'utilisation de la TOF-PET sera l'augmentation du coût de ces appareils dû à la multiplication du nombre de voies électroniques et des cristaux.

Un autre axe de recherche prometteur en TEP est le développement de détecteurs capables d'identifier les coordonnées spatiales en trois dimensions de chaque interaction. Plusieurs concepts sont possibles pour aboutir à cela. On peut citer l'utilisation de l'effet phoswich pour identifier la profondeur d'interaction dans le cristal, la résolution en largeur et en hauteur dépendant alors de la taille des cristaux. Une autre méthode est l'utilisation d'une géométrie différente avec de longs cristaux comme dans le projet AX-PET [26]. Ce genre de détecteur permettrait de sup-



primer l'effet de parallaxe. Il est aussi possible d'envisager d'utiliser les interactions Comptons afin d'augmenter la sensibilité de ces appareils. Une fois encore, ce genre de technologie implique l'utilisation de nombreux cristaux et voies électroniques, et donc un prix important. Enfin, une autre voie explorée est la combinaison d'un PET et d'un IRM afin d'obtenir un appareil hybride de très haute précision. Le travail dans un fort champ magnétique représente là un défi technologique important.

## 1.3 Le xénon liquide comme milieu de détection

### 1.3.1 Historique

En 1948, deux équipes américaines, Hutchinson, du Cavendish Laboratory [27] et Davidson et Larsh, de CALTECH [28], observent indépendamment l'une de l'autre des pulses de conductivité dûs au passage d'une particule ionisante (des alphas dans le cas de Davidson) dans l'argon liquide. Il s'agit du début de la recherche sur l'utilisation des gaz nobles sous phase liquide en tant que milieu de détection.

La première étude sur l'utilisation du xénon liquide comme milieu de détection des rayonnements ionisants remonte à 1967 par Dolgoshein [29]. On y observe la luminescence du xénon dûe au passage de particules alphas, ainsi que le phénomène de multiplication des photons. En 1970, devant la difficulté à obtenir une multiplication des électrons, l'équipe soviétique réfléchit à la possibilité d'utiliser des détecteurs double-phases gaz-liquide [30]. Ce sera chose faite en 1973.

En 1968, Alvarez, du Lawrence Radiation Laboratory de Berkeley soumet, dans un rapport interne [31], l'idée d'utiliser des gaz nobles liquides, notamment le xénon, dans des détecteurs de particules à haute résolution spatiale et énergétique. Il s'agissait alors d'améliorer les performances des détecteurs du type chambre à fils (les MultiWire Proportional Counter, ou MWPC) lancés quelque temps auparavant par Charpak. En 1971 [32], ce groupe réussit à mettre en oeuvre une chambre à simple fil au xénon liquide [33] pour observer le signal d'ionisation dû au passage d'une particule alpha. En 1973, c'est une chambre à fil au xénon liquide [34], initiée en 1972 [35], qui est opérationnelle. Elle observe le signal d'ionisation dû au passage de photon gamma de 279 keV, avec une résolution spatiale de 4mm et une résolution en énergie de 19%. Dès l'époque, une application au domaine médical fut envisagée. En 1974 [36], l'équipe atteint le régime d'avalanche électronique dans une chambre à compteur proportionnel.

Au Japon, une équipe de l'université de Waseda réfléchit à l'utilisation du xénon liquide comme milieu de détection pour les photons gammas dès 1967. A partir de 1974, l'équipe investigate très méthodiquement les différentes caractéristiques du xénon liquide : vitesse de dérive électronique [37], coefficient de Townsend, énergie d'ionisation [38, 39], luminescence, influence du champ électrique, facteur de Fano [40], etc. Sera notamment utilisée une chambre à compteur proportionnel [41, 42, 43, 44], puis plus tard une chambre à dérive avec des grilles [45]. Le



facteur de Fano du xénon liquide mesuré par Doke sera très petit, inférieur à 0,05. Cela laissera présager d'une résolution en énergie extrêmement bonne, de l'ordre de  $\sim 0,2\%$  pour une énergie incidente de 1 MeV.

À compter des années 1980, la scintillation du xénon commence à être plus particulièrement étudiée. Par exemple, les japonais [46] construisent un compteur proportionnel utilisant la scintillation [43, 44]. Ils mettent en évidence l'existence de différents temps de décroissance [47], étudient l'effet de la densité d'ionisation sur la scintillation [48, 49] et mesurent l'énergie moyenne de scintillation pour des particules alphas [44].

À partir de la fin des années 1980, un groupe de Columbia mené par Elena Aprile propose d'utiliser le xénon liquide comme milieu de détection pour l'astronomie  $\gamma$  et développe une chambre à projection temporelle (TPC) au xénon liquide [50]. Le groupe étudie alors avec ce prototype l'influence de la nature des particules sur la scintillation [51] ou encore l'ionisation du xénon liquide par des particules alphas [52].

Alors que la mesure du facteur de Fano promettait d'excellentes résolutions en énergie dans le xénon liquide, de l'ordre de 1,6% pour 1 MeV déposé, aucune expérience n'atteignit ce résultat ni même l'approcha. C'est pour expliquer ce phénomène que Thomas et Imel [53] développent à partir de 1987 un modèle de fluctuation du nombre de recombinaison des paires électron-ion. À partir du début des années 1990, le xénon liquide est un milieu de détection assez connu et maîtrisé pour envisager son utilisation dans des expériences de physique. Dès 1988 naît un projet de calorimètre au xénon liquide pour le futur LHC (Large Hadron Collider), qui ne sera pas retenu. À partir de 1993, le groupe de Columbia développe un télescope Compton au xénon liquide pour de l'astronomie gamma en ballon sonde [54]. En 1999 débute le projet MEG [55], qui se propose de chercher la désintégration rare d'un muon,  $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ , interdite par le modèle standard. Dans ce projet, la détection du gamma de 52,8 MeV est faite par un calorimètre au xénon liquide. Le projet de recherche XENON démarre en 2001. XENON envisage d'utiliser une tonne de xénon liquide. Le projet débute avec un détecteur de 10 kg de xénon [56], puis poursuit avec un détecteur de 100 kg en 2011 [57]. Le détecteur d'une tonne devrait être opérationnel en 2015.

L'idée d'utiliser le xénon liquide comme milieu de détection pour l'imagerie médicale apparaît dans des premières études en 1972 [35], qui proposent un MWPC au xénon liquide pour de l'imagerie TEMP. En 1976 est émise l'idée de faire de la TEP au xénon liquide [58]. L'idée de la TEP au xénon liquide est particulièrement reprise en 1993 par un groupe de l'université de Coïmbra mené par Vitaly Chepel [59]. Ce groupe effectue un travail de développement d'une caméra TEP particulièrement important. En 1997, le groupe de Waseda commence à développer un prototype de TOF-PET utilisant uniquement le signal de scintillation du xénon [60]. Un autre travail sur la TOF-PET au xénon liquide sera effectué par un groupe de Grenoble jusqu'en 2009 [61]. Depuis 2007, le groupe de Columbia développe un détecteur TEP dans l'optique d'utiliser les interactions Compton dans la reconstruction des images [62].

Caractéristique	Valeur
Numéro atomique ( $Z$ )	54
Masse volumique	$3,1 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$
Masse molaire	$131,3 \text{ g}\cdot\text{mol}^{-1}$
$I$	9,22 eV
Énergie moyenne d'ionisation $W$	15,6 eV·paires $e^-$ -ion
Facteur de Fano	0,041
Énergie moyenne de scintillation $W_{ph}$	13,8 eV·photon
Énergie moyenne de scintillation pour un noyau alpha incident $W_{ph}(\alpha)$	17,9 eV·photon
Énergie moyenne de scintillation pour un électron incident $W_{ph}(\beta)$	21,6 eV·photon

TABLE 1.3 – Résumé des caractéristique physique du xénon liquide

### 1.3.2 Propriétés physiques

Le tableau 1.3 résume les caractéristiques physiques du xénon liquide. Sa densité élevée et son grand numéro atomique confère au xénon liquide un pouvoir d'arrêt des particules ionisantes important. Il s'agit d'une propriété intéressante pour obtenir un détecteur à grande efficacité de détection. Le fait que le xénon soit sous forme liquide permet d'envisager la création de détecteurs de grands volumes monolithiques. Le désavantage de cette forme liquide est qu'elle n'est disponible qu'à une température inférieure à 165 K pour une pression de  $10^5$  Pa (1 bar). Au prix d'une cryogénie nécessaire, le xénon est un milieu très compétitif pour un détecteur de grande sensibilité à grand champ de vue sans zone morte.

Comme dans les autres gaz nobles, une particule ionisante pénétrant dans le xénon générera deux signaux détectables : un signal de scintillation et un signal d'ionisation. Nous aborderons par la suite plus en détail ces phénomènes.

### Interactions entre les rayonnements ionisants et le xénon liquide

Lorsqu'une particule chargée lourde, noyau alpha ou proton, pénètre dans la matière, en l'occurrence le xénon liquide, elle interagit par couplage électromagnétique entre la charge véhiculée par la particule incidente et les porteurs de charges du milieu que sont les électrons et les noyaux. On peut distinguer deux types d'interactions : la diffusion inélastique avec les électrons et la diffusion élastique avec les atomes. Aux énergies assez élevées qui nous intéressent, de l'ordre du MeV, le ralentissement nucléaire est négligeable vis-à-vis du ralentissement électronique. La particule chargée incidente va donc transférer son énergie aux électrons du xénon, soit par ionisation, soit par excitation des modes électroniques. Les transferts d'énergie étant à chaque fois petits, la particule incidente sera très peu déviée et possèdera donc une trajectoire rectiligne. Comme on peut le voir sur la figure 1.10, le parcours des particules, notamment des

alphas, est plutôt court. Pour des alphas d'une énergie de 5,5 MeV par exemple, dont nous verrons l'utilisation au chapitre 5, le parcours moyen est de 42,5 microns.

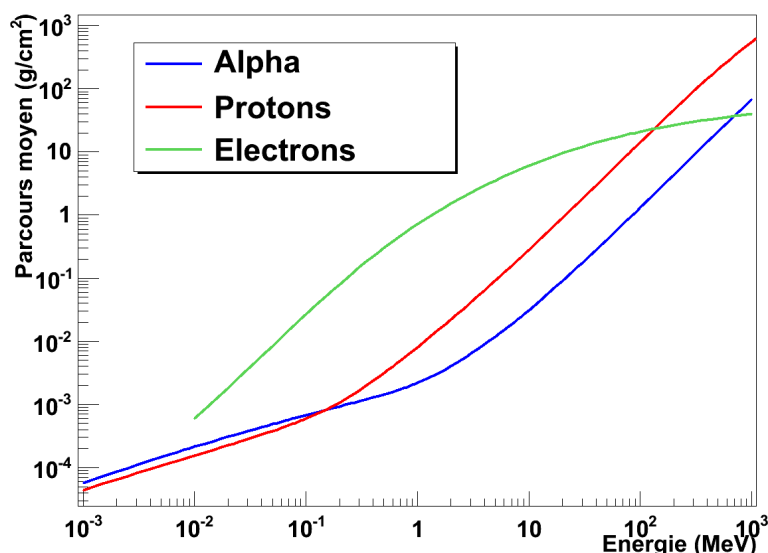


FIGURE 1.10 – Parcours moyen (en  $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) de particules chargées : électrons, alphas et des protons dans le xénon [63]

Les photons interagissent de quatre manières avec la matière : par effet photoélectrique, par effet Rayleigh, par effet Compton et par création de paires. La figure 1.11 montre les contributions relatives de ces modes d'interaction.

L'effet photoélectrique consiste en l'absorption totale du photon incident par le cortège électronique de l'atome. Un électron de ce cortège est alors éjecté avec une énergie cinétique valant la différence entre l'énergie du photon et l'énergie de liaison de l'électron. L'atome est donc ionisé. On voit que pour une énergie inférieure à la centaine de keV l'effet photoélectrique est dominant. Le décrochement observé aux alentours de 30 keV est dû au dépassement de l'énergie d'ionisation de la couche électronique K, celui autour de 5 keV est dû au franchissement des couches  $L_1$ ,  $L_2$ ,  $L_3$  et  $M_1$ , très proches énergétiquement.

L'effet Rayleigh, encore appelé diffusion cohérente ou diffusion Thomson, se produit entre le photon incident et un électron fortement lié, par rapport à l'énergie du photon, avec le noyau de l'atome. Le noyau absorbant la majorité de l'énergie transférée, ce transfert est très faible et le photon est réémis, diffusé, de manière cohérente. De par les faibles transferts d'énergie, ce phénomène est très peu visible.

L'effet Compton est lui aussi une diffusion, mais inélastique, entre le photon incident et un électron faiblement lié, toujours par rapport à l'énergie du photon. Il a donc lieu à des énergies supérieures. Il a été découvert en 1923 [64] par Sir Arthur Compton, ce qui lui a valu le prix Nobel en 1927. Lors de l'interaction Compton, un électron va absorber une partie de l'énergie

du photon et va se retrouver éjecté du cortège électronique. Le photon va être réémis avec une énergie inférieure et avec un angle de diffusion proportionnel à l'énergie cédée. Au delà de 100 keV, c'est l'effet Compton qui devient majoritaire, avec un maximum de prédominance aux alentours d'1,5 MeV.

La création de paires correspond à la matérialisation d'une paire  $e^+e^-$  à partir de l'énergie du photon, et ce au voisinage d'un noyau ou d'un électron. Ce phénomène n'est possible qu'à partir d'une énergie de 1,022 MeV, soit deux fois l'énergie d'un électron au repos. Il devient prédominant dans le xénon à partir d'énergies de l'ordre de 10 MeV.

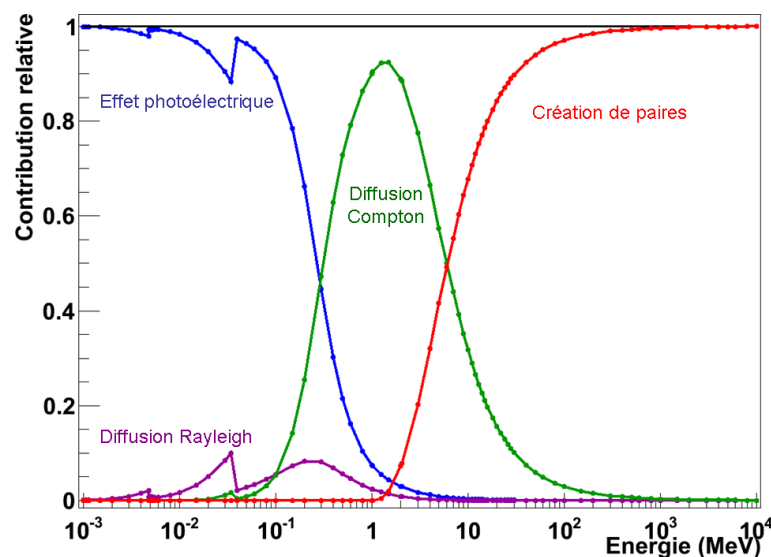


FIGURE 1.11 – Contribution relative des différents modes d'interaction des photons avec le xénon [23]

Les électrons qui pénètrent dans le xénon, ou qui sont issus d'une ionisation, interagissent dans le milieu par la force électromagnétique. Les voies d'interactions vont différer de celles des particules chargées lourdes en raison de la faible masse des électrons. Il en résultera deux choses : une trajectoire erratique au gré des collisions et un rayonnement de freinage. Il existe plusieurs mécanismes d'interaction des électrons avec la matière : les collisions (diffusions élastiques), l'excitation des modes électroniques et les rayonnements de freinage et Čerenkov. Aux énergies utilisées en imagerie médicale, ces deux rayonnements sont négligeables, nous ne les aborderons pas. À des énergies cinétiques supérieures à la centaine d'eV, l'électron est considéré comme de haute énergie. Lors des diffusions avec les atomes du milieu, l'électron va exciter leurs modes électroniques. L'électron va alors transmettre son énergie à un électron du cortège électronique, qui va se retrouver sur une orbitale plus énergétique. Si l'énergie transmise est suffisante, l'électron incident va pouvoir ioniser l'atome de xénon et créer une paire électron-ion. Au gré de son parcours erratique, l'électron va progressivement céder toute son

énergie au milieu : il se thermalise. Lorsqu'il arrive à une énergie cinétique de l'ordre de 30 eV, l'électron devient de basse énergie. Tant que son énergie est supérieure à l'énergie d'ionisation, l'électron est qualifié d'électron chaud. Son ralentissement s'effectue alors par excitation des niveaux électroniques des atomes du milieu et par des collisions. Lors des collisions, l'électron va transmettre très peu d'énergie et va se retrouver diffusé. L'énergie transférée sera absorbée essentiellement par des modes vibrationnels et rotationnels de l'atome. Lorsque l'énergie de l'électron passe en-dessous de l'énergie de ionisation, on parle alors d'électron de sous-excitation. Il devient lent vis-à-vis des électrons des cortèges électroniques. Le couplage est alors particulièrement fort avec les modes électroniques et nucléaires. Enfin, à des énergies encore plus basses, on parle d'électron de sous-vibration. Il n'interagit qu'avec les modes atomiques et moléculaires, sous forme vibrationnelle et rotationnelle, avec de très faibles dépôts d'énergie. Le parcours de l'électron peut alors être relativement grand.

### Ionisation

Quelle que soit la particule incidente pénétrant dans le xénon, on se retrouve au final avec un certain nombre de paires électron-ion et d'atomes excités. Le xénon liquide étant un semi-conducteur non-cristallin, son potentiel d'ionisation  $I$  (c'est-à-dire le gap entre la bande de valence et la bande de conduction, soit l'énergie nécessaire pour arracher un électron à son atome) est de 9,22 eV [65]. On définit l'énergie moyenne  $W$  pour créer une paire électron-ion comme ceci :

$$W = \frac{E_0}{N_i} \quad (1.1)$$

$E_0$  est l'énergie déposée dans le xénon et  $N_i$  le nombre de paires électrons-ion effectivement créées. Cette énergie  $W$  vaut 15,6 eV [37, 39]. Elle diffère de  $I$ , puisque l'énergie transmises aux modes d'excitations est comprise dans  $W$ . Si on prend par exemple le cas de l'ionisation par des électrons, on peut appliquer l'équation de Platzman [66] :

$$E_0 = N_i \langle E_i \rangle + N_{ex} \langle E_{ex} \rangle + N_i \langle \xi_{se} \rangle \quad (1.2)$$

$\langle E_i \rangle$  est l'énergie moyenne dépensée par création de paires électron-ion,  $N_{ex}$  le nombre d'atomes excités,  $\langle E_{ex} \rangle$  l'énergie moyenne d'excitation de ces atomes et  $\langle \xi_{se} \rangle$  l'énergie cinétique des électrons de sous-excitation. En injectant 1.2 dans l'équation 1.1, on obtient alors :

$$W = \langle E_i \rangle + \frac{N_{ex}}{N_i} \langle E_{ex} \rangle + \langle \xi_{se} \rangle \quad (1.3)$$

L'énergie moyenne d'ionisation étant connu, on peut alors prévoir le nombre de paires électron-ion obtenu selon l'énergie déposée dans le xénon liquide, ou vice-versa. Ce nombre de paires varie cependant statistiquement, ce qui cause une incertitude supplémentaire sur la mesure de l'énergie. La déviation standard  $\Delta N$  de cette fluctuation statistique du nombre  $N$  du nombre de paires électron-ion créées vaut la déviation standard  $N_i$  de la statistique poissonnienne, à un

facteur de correction  $F$  près :

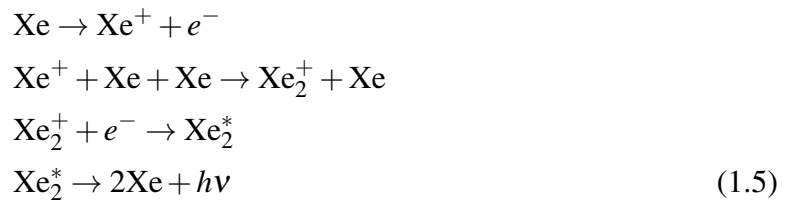
$$\Delta N^2 = \langle (N - N_i)^2 \rangle = F \times N_i \quad (1.4)$$

$F$  est appelé facteur de Fano, et vaut 0,041 pour le xénon liquide [40]. Ce facteur est issu des études sur les détecteurs gazeux. La variation du nombre de paires électron-ion étant plus faible que la statistique poissonnienne, il a fallu introduire ce facteur de proportionnalité. Le facteur de Fano est toujours inférieur à 1, quel que soit le milieu gazeux, et permet de paramétrer le fait qu'il y a de nombreux mécanismes complexes régissant l'ionisation.

### Recombinaison, désexcitation et scintillation

Le passage de la particule ionise l'atome de xénon, on se retrouve donc d'une part avec un ion  $Xe^+$  et d'autre part avec un électron libre. Les paires électron-ion vont alors se recombiner suivant deux processus. Dans un premier cas, l'électron va pouvoir être capturé par son ion parent et la recombinaison se fera rapidement. L'ensemble du phénomène est très rapide, de l'ordre de quelques picosecondes. L'atome ainsi recombiné sera très probablement dans un état d'énergie excité. Dans l'autre cas, proposé dans le modèle de recombinaison d'Onsanger [67], l'électron peut se thermaliser dans le xénon par les phénomènes décrits précédemment. L'ion va se lier avec un autre atome de xénon pour créer un dimère ionisé  $Xe_2^+$ . Après quoi ce dimère va capturer un électron thermalisé, puis se dissocier en deux atomes de xénon. Lors de la dissociation, le dimère va se désexciter d'une part en communiquant son énergie à des modes vibrationnels et rotationnels (chaleur) et d'autre part en émettant un photon dans le domaine du VUV (Vacuum UltraViolet) [46]. Ce processus peut prendre beaucoup plus de temps. En effet, si la densité d'ionisation est faible, comme dans la trace d'un électron incident, il faudra un long temps pour qu'un électron se recombine avec un ion.

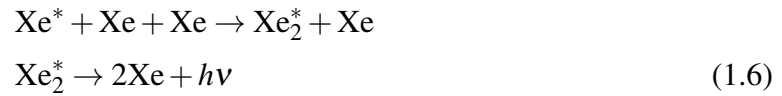
On notera qu'une partie des électrons peut ne pas se recombiner et s'échapper sous l'influence d'un champ électrique extérieur.



Les atomes excités par le passage d'une particule ont aussi une voie de désexcitation particulière, résumée par l'équation 1.6. Ils vont former avec un autre atome de xénon des excimères (c'est-à-dire un dimère excité), par le processus d'auto-piégeage des excitons. Ce processus est très rapide et a lieu dans un laps de temps de l'ordre de la picoseconde.

Particule incidente	$\tau_s$ (ns)	$\tau_t$ (ns)	$\tau_r$ (ns)	$I_s/I_t$
Électrons (1 MeV)	$2,2 \pm 0,3$ (pour $E = 4$ kV/cm)	$27,0 \pm 1,0$ (pour $E = 4$ kV/cm)	$\sim 45$	$0,05$ (pour $E = 4$ kV/cm)
Noyau alpha	$4,3 \pm 0,6$	$22,0 \pm 1,5$		$0,45 \pm 0,07$

TABLE 1.4 – Résumé des constantes temporelles de scintillation du xénon liquide [68]



### Composantes temporelles de la scintillation

Quel que soit le phénomène, recombinaison ou désexcitation, on aboutit à la formation d'excimères  $\text{Xe}_2^*$ . Ces excimères peuvent avoir deux états d'énergie excités différents [47], l'un singulet,  $^1\Sigma_u^+$ , et l'autre triplet,  $^3\Sigma_u^+$ . Ces états étant instables, les excimères vont se désexciter jusqu'à leur état fondamental, respectivement  $^1\Sigma_g^+$  et  $^3\Sigma_g^+$ . Cette désexcitation s'accompagne de l'émission d'un photon VUV (pour Vacuum UltraViolet, un photon dans le domaine de l'ultraviolet pour lequel l'air n'est pas transparent et nécessite donc du vide pour se propager). Le spectre d'émission est centré autour de  $\lambda = 178 \pm 1$  nm, avec une largeur à mi-hauteur (FWHM)  $\Delta\lambda = 2$  nm. Cette émission est très rapide, de l'ordre de la picoseconde après l'excitation. Étant donné qu'il y a deux états énergétiques différents, il y a des temps de décroissance différents. On peut distinguer jusqu'à trois composantes temporelles différentes de la scintillation :

- Une composante de recombinaison, de constante de temps  $\tau_r$ . Celle-ci n'est effective que si la densité d'ionisation n'est pas très importante et en l'absence de champs électriques. Elle s'applique par exemple dans les traces d'électrons, mais pas celles d'alphas.
- Une composante dite rapide, due à la désexcitation de l'état singulet, de constante de temps  $\tau_s$ .
- Une composante dite lente, due à la désexcitation de l'état triplet, de constante de temps  $\tau_t$ .

Le tableau 1.4 résume les caractéristiques de la scintillation mesurées avec des électrons et des alphas. Le rapport  $I_s/I_t$  donne la proportion entre états singulets et triplets, qui varie selon la particule.

### Taux de scintillation

Le nombre de photons UV émis lors d'une interaction,  $N_{ph}$ , est égale à la somme du nombre de paires électron-ion créées,  $N_i$ , et du nombre d'atomes de xénon excités,  $N_{ex}$ . On considère



par là que toutes les paires électron-ion se recombinent, et donc qu'il y a absence de champ électrique, et que toute excitation se traduit par une émission de photon UV (équivalent à une efficacité quantique de 100%). L'énergie moyenne  $W_{ph}$  nécessaire pour obtenir un photon UV de scintillation s'écrit :

$$W_{ph} = \frac{E_0}{N_{ph}} = \frac{E_0}{N_i + N_{ex}} = \frac{W}{1 + \frac{N_{ex}}{N_i}} \quad (1.7)$$

Cette énergie a été mesurée et vaut  $13,8 \pm 0,9$  eV [69].

### Influences de la nature des particules incidentes sur la scintillation

La nature de la particule va influencer sur le signal de scintillation, comme on l'a déjà vu pour les composantes temporelles. La principale différence se fait au niveau de la densité d'ionisation [49, 48]. Une particule chargée lourde, comme les noyaux alphas ou les fragments de fission, perd énormément d'énergie sur une distance très faible. La densité d'ionisation y sera donc beaucoup plus importante que dans le cas d'un électron par exemple. La composante temporelle de recombinaison sera complètement absente des signaux de scintillation dûs aux alphas, comme on peut le voir sur la figure 1.12. La densité d'ionisation dans la trace de l'alpha est telle que la recombinaison se fait extrêmement rapidement. À l'inverse, pour les électrons, la recombinaison est beaucoup plus longue à se faire et sa contribution sera complètement dominante et occultera les autres composantes.

Si l'on applique un champ électrique, une partie de la recombinaison des électrons avec les ions sera empêchée. Dans le cas d'une densité d'ionisation importante, cette partie est très faible. À l'inverse, pour une faible densité, par exemple si la particule incidente est un électron, on empêche la majeure partie des recombinaisons. Cela permet de distinguer les autres composantes temporelles, comme le montre la figure 1.13. Ces observations montrent que la proportion entre les états des excimères singulet et triplet est différente selon la nature de la particule [68]. Les atomes excités par les noyaux alphas ont une plus grande part d'états singulets que ceux excités par les électrons (cf. le tableau 1.4). Le signal lumineux décroît donc plus vite pour les noyaux alphas. On peut ainsi envisager de discriminer les particules selon la forme de leur signal de scintillation.

Le taux de scintillation va être lui aussi différent selon la particule incidente. L'énergie moyenne pour obtenir un photon sera différente de l'énergie moyenne de scintillation maximale  $W_{ph}$  citée plus haut. Par exemple, l'énergie moyenne de scintillation pour les électrons  $W_{ph}(\beta)$  vaut 21,6 eV tandis que celle pour les alphas  $W_{ph}(\alpha)$  est égale à 17,9 eV [68]. Que ces énergies soient différentes peut s'expliquer de deux manières. D'une part, toutes les paires électron-ion ne se recombinent pas, cela dépend notamment de la densité d'ionisation et donc de la particule. D'autre part, toute l'énergie déposée ne va pas l'être dans des processus qui aboutissent à une scintillation. La part d'énergie déposée dans d'autres processus va dépendre elle aussi de la nature de la particule incidente. Ainsi, si l'énergie moyenne de scintillation pour les alphas



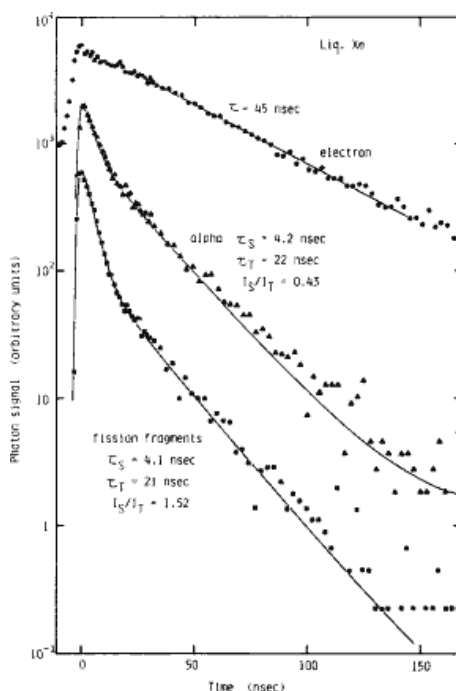


FIGURE 1.12 – Comparaisons de courbes de décroissance de la scintillation pour plusieurs particules incidentes [48]

est plus basse que pour les électrons, c'est surtout grâce à la densité d'ionisation plus importante qui permet une meilleure recombinaison des paires électron-ion. Ces énergies  $W_{ph}(\alpha)$  et  $W_{ph}(\beta)$  sont plus hautes que l'énergie moyenne de scintillation  $W_{ph}$  car une partie non négligeable de l'énergie de la particule est déposée aux modes rotationnels et vibrationnels des atomes, ou portée par des électrons de sous-excitation.

### Influence du champ électrique sur les signaux détectables

Lorsqu'un champ électrique important (de l'ordre du  $\text{kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ ) est appliqué dans le xénon liquide, une partie des recombinaisons est empêchée, comme nous l'avons déjà décrit ci-dessus. En faisant cela le taux de scintillation diminue, mais en contrepartie, un deuxième signal devient détectable, celui de la dérive des paires électron-ion. Selon la densité d'ionisation, et donc de la particule incidente, la part de recombinaison empêchée sera différente. Les porteurs de charges seront plus difficiles à extraire d'une trace avec une densité élevée, comme on peut le voir sur la figure 1.14. Nous parlerons plus en détail du signal d'ionisation dans le chapitre 2.

### Influence des impuretés sur les signaux

Le xénon est transparent à sa propre lumière. Les photons émis s'y propagent donc sans être absorbés. Cependant, la présence d'impuretés, telles que l'eau et le dioxygène, dans le

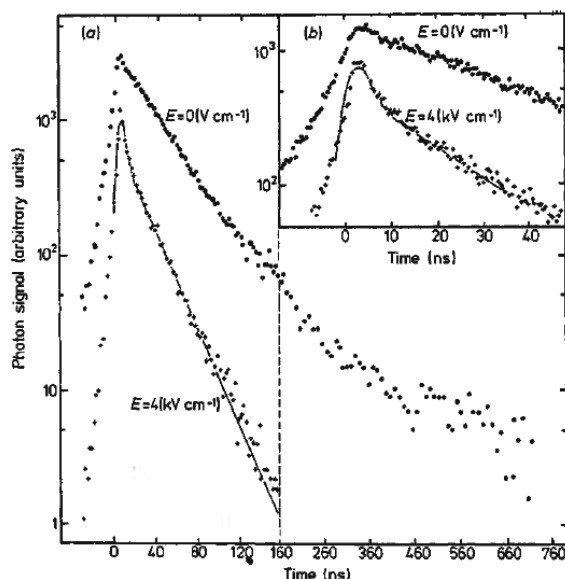


FIGURE 1.13 – Comparaisons de courbes de décroissance de la scintillation pour des électrons avec et sans champs électriques appliqués [47]

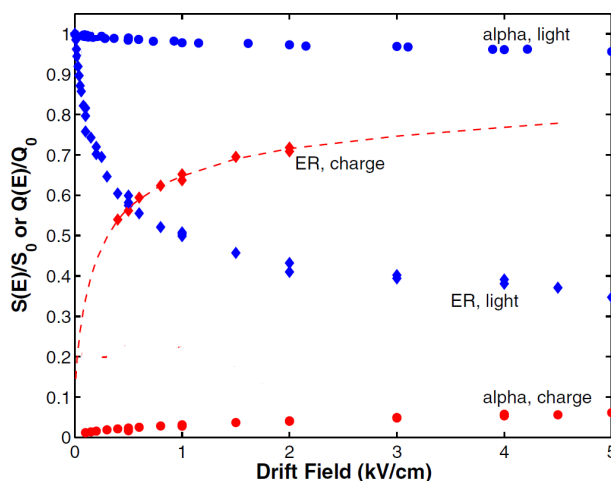


FIGURE 1.14 – Dépendance des énergies moyennes de scintillation (en bleu) et d'ionisation (en rouge) selon le champ électrique, pour différentes particules incidentes : noyaux alphas (rond) et électrons (losanges) [70]

xénon entraîne une dégradation du signal de scintillation. En effet, comme on peut le voir sur la figure 1.15, les spectres d'absorption des molécules d'eau et de dioxygène recouvrent une partie du spectre d'émission du xénon. L'eau surtout contribue à l'atténuation des photons. Une concentration de l'ordre de 10 ppm suffit à atténuer 90% du signal en deux centimètres. D'autre part, ces mêmes molécules sont fortement électronégatives, et peuvent capturer des

électrons dérivant dans le xénon. Elles dégradent donc aussi les signaux dûs à l'ionisation, nous discuterons plus en détail de cela dans le chapitre 2. Il y a nécessité de nettoyer et de purifier le xénon de ces impuretés. Nous aborderons la manière de le faire dans le chapitre 3.

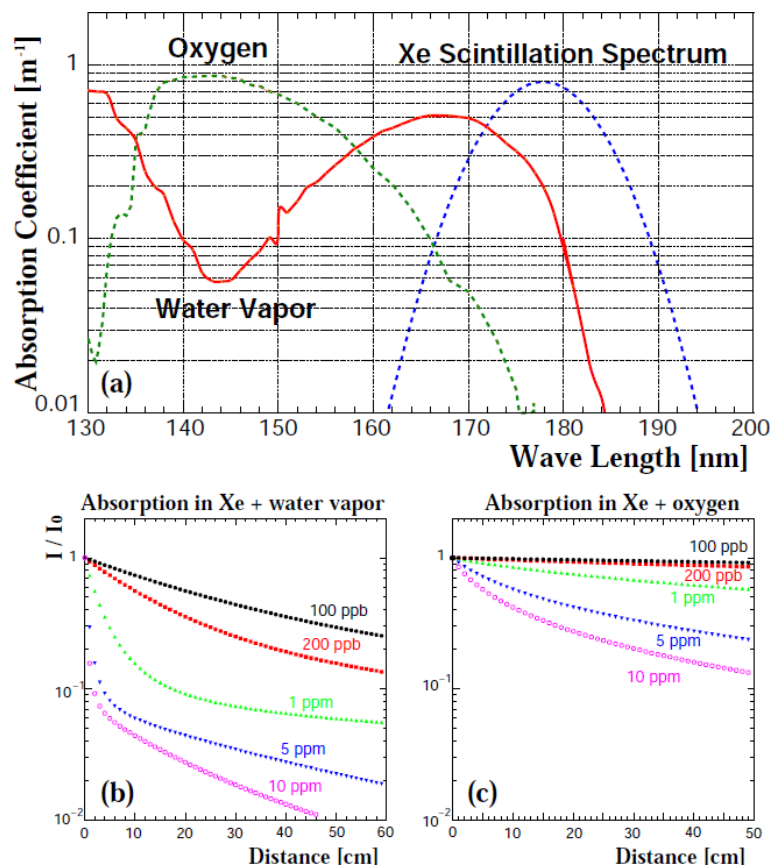


FIGURE 1.15 – L'absorption des photons UV par l'eau et le dioxygène dissous dans le xénon : a) Spectres d'émission du xénon et spectres d'absorption de l'eau et du dioxygène, b) Absorption des photons UV par la vapeur d'eau, selon la quantité d'impuretés,  $I/I_0$  étant l'intensité relative de la scintillation selon la distance à la source c) Absorption des photons UV par le dioxygène [71]

### 1.3.3 Quelques expérimentations en cours et passées

Plusieurs expériences ont utilisé, ou utilisent, du xénon liquide comme milieu de détection. Dans la recherche d'événements rares, la grande sensibilité du xénon liquide et sa densité rendent son utilisation très intéressante. On peut ainsi citer la détection directe de matière noire par l'expérience XENON ou la recherche de désintégrations interdites avec l'expérience MEG. En astronomie gamma, un télescope Compton au xénon liquide a été développé, c'est l'expérience LXeGRIT. Nous allons dans la suite développer un peu plus ces quelques exemples.

## LXeGRIT

LXeGrit est un télescope Compton au xénon liquide embarqué par un ballon-sonde. Ce détecteur est utilisé pour l'observation des photons gamma dans un domaine d'énergie compris entre 0,3 et 10 MeV [72]. Outre les différents blindages et vetos, le détecteur en lui-même est une chambre à projection temporelle (TPC), schématisée sur la figure 1.16. La zone de détection, ou zone active, est de 20 par 20 cm avec une profondeur de dérive de 8 cm. Un champ électrique de  $1 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$  est appliqué entre la cathode et l'anode afin de faire dériver les porteurs de charges. Une grille est positionnée devant l'anode. Elle sert à écranter le signal dû à la dérive des ions et des électrons dans l'espace situé au dessus de la grille. Deux plans de fils, tendus perpendiculairement l'un à l'autre, servent à relever la position du nuage électronique en X et Y, et ce sans collecter les charges. L'anode mesure l'énergie déposée dans l'interaction. Le déclenchement de l'acquisition est effectué par la détection de la scintillation par quatre PMT. Le fonctionnement d'une TPC sera expliquée plus en détail dans le chapitre 2.

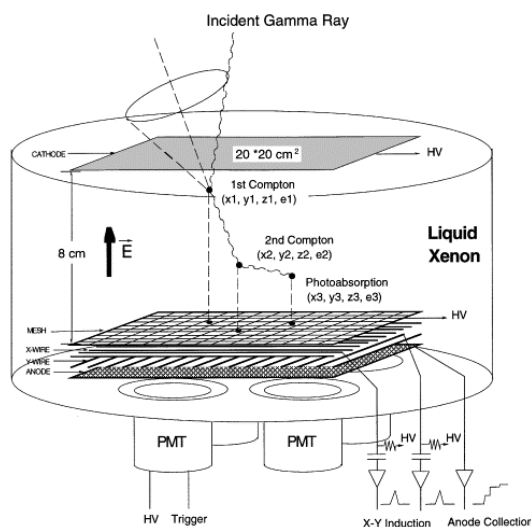


FIGURE 1.16 – Schéma de la TPC de LXeGRIT [73]

LXeGRIT a mené une série de trois vols, en 1997, 1999 et 2000. Une série de publications ont par la suite méthodiquement analysé les données [72, 74, 75, 76, 77] afin de caractériser le détecteur. L'expérience a fait la preuve de la faisabilité d'un télescope Compton au xénon liquide pour l'astronomie gamma. On peut notamment citer sa résolution spatiale pour la localisation de l'interaction de 1 mm et sa résolution en énergie de 8,8% FWHM pour une énergie déposée de 1 MeV[77] qui aboutissent à une résolution angulaire sur le cône Compton de  $4^\circ$  [76].

## MEG

L'expérience MEG est une expérience cherchant à observer une désintégration rare d'un muon,  $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ , interdite par le modèle standard. Cette violation est prédite par la théorie d'unification supersymétrique SUSY. MEG a pour objectif de mesurer le rapport d'embranchement de cette désintégration jusqu'à une magnitude de  $10^{-14}$ , ce qui équivaut au rapport d'embranchement théorique. Située au Paul Scherrer Institute de Zurich, cette expérience utilise un faisceau de muons frappant une cible de polyéthylène. L'expérience se compose d'une chambre à dérive pour la détection des positrons et d'un calorimètre au xénon liquide [78] pour la détection du photon de 52,8 MeV issu de cette désintégration. Dans le calorimètre au xénon liquide, seul le signal de scintillation du xénon est exploité, afin de profiter de sa grande luminosité pour obtenir une bonne résolution en énergie et de la rapidité du signal afin de mesurer des temps d'interactions de façon très précise. Le détecteur a un volume actif de 900 litres de xénon liquide, bordé par 846 PMT, pour couvrir un angle solide d'acceptance d'environ 10% [79]. Le xénon circule et est purifié sous forme liquide. Le calorimètre est conçu pour aboutir à une résolution en énergie de 4% FWHM, une résolution spatiale de 5 mm et une résolution temporelle de 120 ps, le tout pour un gamma incident de 52,8 MeV [80]. Un premier prototype de calorimètre a d'abord été construit et testé. Celui-ci a été concluant [81], avec une résolution énergie de 4,4%, une résolution spatiale de 4-5 mm et une résolution temporelle de 65 ps. Le détecteur final, visible sur la figure 1.17, a été construit jusqu'en 2007 et est en cours d'acquisition depuis lors. Les performances de détection atteintes pour l'instant consistent en une résolution en énergie de 5,5% FWHM, une résolution spatiale sur la position du vertex de 5 mm dans le plan du détecteur et 6 mm dans la profondeur, et une résolution temporelle de 148 ps [79]. Cette expérience n'a pas encore livré ses résultats finaux.

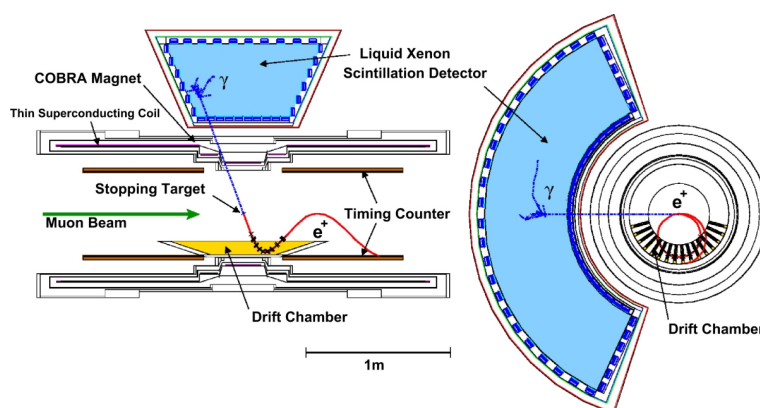


FIGURE 1.17 – Schéma du détecteur MEG [81]

## La recherche de matière noire par l'expérience XENON

L'observation des galaxies laisse à penser qu'une grande partie de la matière de notre univers est d'une nature inconnue et n'est pas visible par les moyens actuels, par exemple par l'astronomie dans les domaines du visible, gamma, infrarouge, X. Le fait qu'elle soit pour l'heure non détectable a donné à cette matière le nom de matière noire. Bon nombre de théories ont été élaborées afin de tenter de trouver de quoi est composé la matière noire. Parmi ces théories, la plus importante est celle de la supersymétrie qui prédit qu'il s'agit de Weakly Interactive Massive Particle, ou WIMP. Comme son nom l'indique, il s'agirait de particules qui n'interagiraient que par les forces gravitationnelles et faibles avec une masse comprise entre 10 et 1000 GeV.

L'expérience XENON se propose de détecter directement ces particules avec du xénon liquide. En effet, les WIMP sont censés interagir avec la matière visible, par collision, ce qui se traduit par des reculs de noyaux. Avec son nombre atomique élevé, le xénon est l'un des gaz rares les plus intéressants pour cette détection. Il est à noter que la probabilité d'interaction des WIMP est de l'ordre de  $10^{-6}$  à  $10^{-10}$  pb, ce qui est extrêmement faible et se traduit par un taux de comptage de l'ordre de  $10^{-4}$  événements par kilogramme de xénon par jour. Le programme de recherche XENON se compose de trois expériences consécutives : XENON10, XENON100 et XENON1T. Le chiffre indique la masse fiducielle de xénon en kilogrammes. Cette masse augmente au fil des expériences afin d'augmenter la probabilité d'interaction et donc la sensibilité de l'expérience. L'expérience XENON10 s'est terminée en 2009, elle a été suivie par XENON100 qui a livré ses résultats en 2011 [57]. XENON100 n'a pas détecté de matière noire. Elle a cependant réduit considérablement la zone où peut exister le WIMP, comme on peut le voir sur la figure 1.18. Il s'agit pour l'heure de l'expérience la plus sensible pour la détection directe des WIMPs. La prochaine expérience, XENON1T, doit débiter vers 2015.

La faible probabilité d'interaction se traduit expérimentalement par un gros volume de détection nécessaire, mais aussi par une réduction du bruit de fond que constituent toutes les autres interactions de particules avec le xénon. Afin de réduire ce bruit de fond, l'expérience XENON se situe dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso, pour atténuer le flux de rayons cosmiques. Il s'agit aussi d'utiliser des matériaux le moins radioactifs possible [82], ce qui est un problème majeur sur les PM, de purifier le xénon afin d'enlever son isotope radioactif, le  $^{131}\text{Xe}$ , de blinder le détecteur, d'appliquer des vetos et de pouvoir différencier les particules qui interagissent. Enfin, un temps d'acquisition important est nécessaire et donc une stabilité du xénon liquide est requise.

Les trois expériences ont utilisé ou utiliseront le même principe de détecteur. Il s'agit d'une TPC double phase, c'est-à-dire que l'on utilise conjointement le xénon sous forme gazeuse et liquide. On peut voir sur la figure 1.19 le principe de cette TPC pour l'expérience XENON100. Une interaction a lieu dans le xénon liquide, ce qui se traduit par une scintillation détectée par les PM. Un champ électrique de  $0,53 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$  empêche une partie des recombinaisons, comme on l'a vu précédemment, et fait dériver les électrons vers le gaz. Les électrons franchissent une

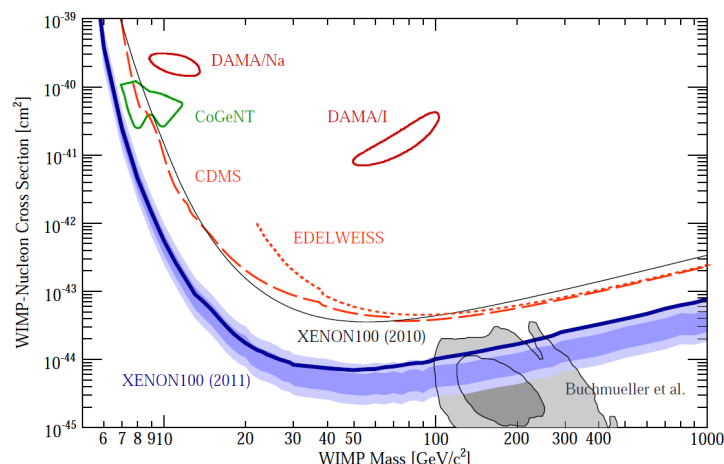


FIGURE 1.18 – Limite de sensibilité de détection de plusieurs expériences, dont XENON100, pour la mesure de la section efficace d'interaction de collision élastique WIMP-noyau en fonction de la masse du WIMP

grille et sont alors accélérés dans un champ électrique de l'ordre de  $10$  à  $12 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ . Lorsque les électrons pénètrent dans le gaz, ils sont suffisamment accélérés pour produire un nouveau signal de scintillation. Nous aborderons cette manière de détecter le signal d'ionisation plus en détail dans le chapitre suivant. Au final, une interaction produit deux scintillations, la première baptisée S1 et la seconde S2. Le rapport des deux permet de différencier de quel type de recul il s'agit, nucléaire ou électronique, et de différencier les particules responsables.

### 1.3.4 L'imagerie trois gammas

Nous avons pu voir que les techniques d'imagerie nucléaire, TEMP et TEP, sont abouties et performantes. L'amélioration des performances de ces techniques nécessite désormais des investissements humains et financiers importants, et sont en phase de développement. Parmi les solutions proposées pour améliorer la TEMP, on peut citer celle d'Everett *et al.* de 1977 [83] pour remplacer la collimation physique par l'imagerie Compton, notamment avec l'utilisation de détecteurs à semi-conducteurs [84, 85]. De nombreuses recherches ont été effectuées depuis pour développer des télescopes Compton. En 2001, Curtess et Philips [86] proposent d'utiliser des radioisotopes innovants pour effectuer une nouvelle technique d'imagerie : l'imagerie  $3\gamma$ . Cette technique repose sur la détection de trois gammas, deux issus de la désintégration d'un positron et le dernier photon émis en quasi-coïncidence temporelle.

Indépendamment de ces travaux, l'idée de l'imagerie  $3\gamma$  a été proposée vers 2004 au laboratoire Subatech par Dominique Thers *et al.* Ils suggèrent l'utilisation d'un télescope Compton au xénon liquide couplé à une caméra TEP pour détecter les désintégrations du  $^{44}\text{Sc}$ . Cela permet

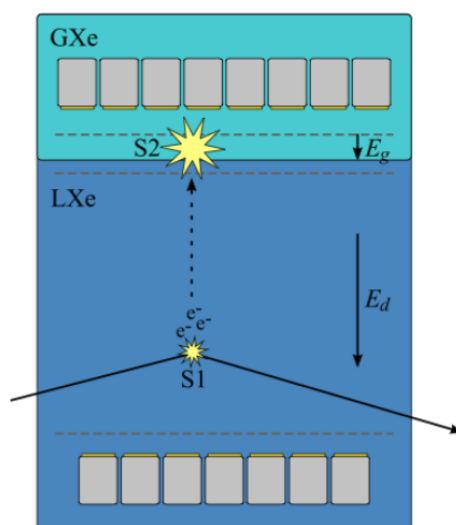


FIGURE 1.19 – Schéma de la TPC de XENON100. Après l'interaction qui a produit le signal S1, les électrons dérivent vers le gaz par l'application du champ électrique  $E_d$ . Les électrons sont ensuite accélérés par l'application d'un champ électrique plus fort  $E_g$ , pour les extraire du liquide et les faire produire un second signal de scintillation S2.

d'imager en temps réel la distribution de ce radioisotope, et ce en améliorant la quantification et en diminuant la dose injectée au patient [87]. Nous allons dans la suite exposer le principe de l'imagerie  $3\gamma$  et expliquer pourquoi celle-ci se prête particulièrement à l'utilisation du xénon liquide comme milieu de détection, ainsi que la nécessité d'utiliser un radiotraceur particulier : le  $^{44}\text{Sc}$ . Nous terminerons en évoquant les performances auxquelles peut prétendre cette imagerie.

### Principe de l'imagerie trois gammas

Comme son nom l'indique, l'imagerie  $3\gamma$  repose sur la détection de trois photons gammas. La figure 1.20 en illustre le principe. Les deux premiers photons sont issus de l'annihilation d'un positon dans la matière, comme en imagerie TEP. Ils possèdent une énergie de 511 keV et leur détection est assurée par un anneau de détecteurs TEP. Une LOR est obtenue grâce à ces détections. La détection du troisième photon est quant à elle assurée par une caméra Compton. Ce troisième photon doit être d'une énergie supérieure aux deux premiers, de l'ordre du MeV, afin d'une part de privilégier l'interaction Compton, et d'autre part de limiter l'atténuation de ces photons dans le corps du patient. La caméra Compton va fournir un cône Compton, à la surface duquel s'est propagé le photon. L'intersection entre ce cône et la LOR va fournir deux points, et donc deux localisations possibles de la désintégration du radionucléide. La statistique des angles de diffusion Compton fait que, dans l'immense majorité des cas, seul l'un de ces deux points est situé dans le corps du patient. Chaque interaction détectée donne directement l'emplacement d'un voxel. Les dimensions de ce voxel dépendent de plusieurs paramètres : la



résolution angulaire du télescope, le parcours du positon dans le corps et la résolution spatiale radiale de la caméra TEP. Un des reproches que l'on peut faire à l'imagerie  $3\gamma$  est justement le fait de devoir détecter trois gammas, soit un de plus que l'imagerie TEP. Afin de limiter au maximum ce défaut, il faut que le télescope Compton ait un grand champ de vue et possède une grande sensibilité.

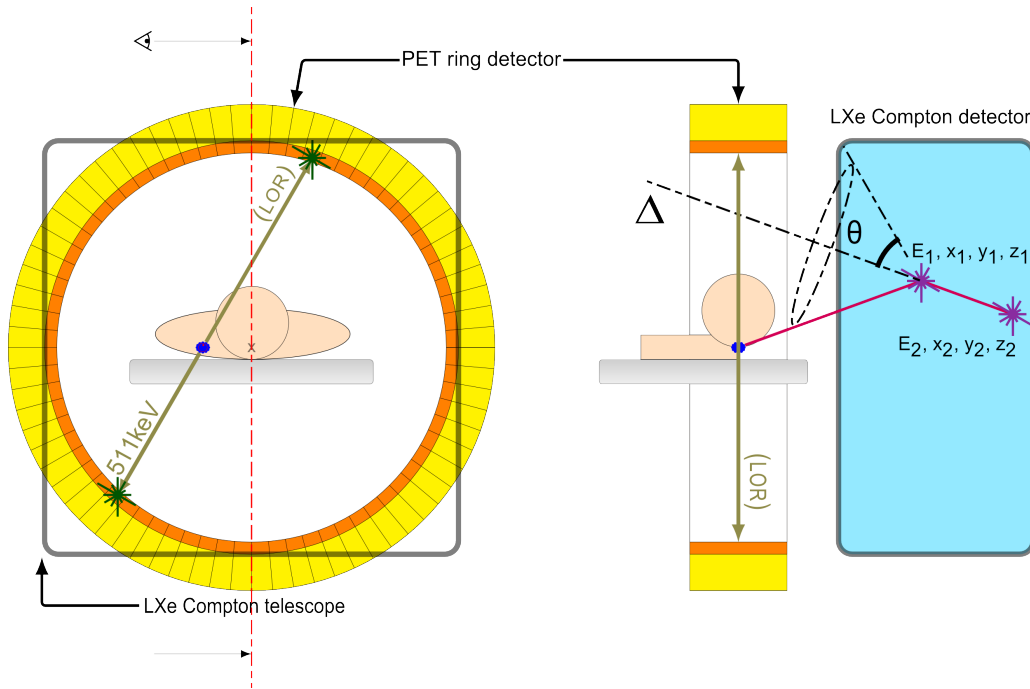


FIGURE 1.20 – Schéma de principe de l'imagerie trois gammas

### Principe d'un télescope Compton

Comme nous l'avons déjà dit plus haut, un télescope Compton fournit un cône le long duquel le photon s'est propagé. Pour connaître l'angle d'ouverture de ce cône, il est nécessaire de connaître l'énergie déposée par le photon incident à une première interaction Compton. En effet, cette énergie est directement reliée à l'angle de diffusion du photon, par la formule issue de la cinématique Compton [64] :

$$\cos(\theta) = 1 - m_e c^2 \frac{E_1}{E_0(E_0 - E_1)} \quad (1.8)$$

Dans cette formule,  $E_0$  est l'énergie du photon incident,  $E_1$  est l'énergie déposée à l'électron de recul lors de la première interaction et  $m_e$  est la masse de l'électron de recul.

Une fois connu l'angle d'ouverture du cône, il reste à identifier la droite qui sert d'axe à ce cône. Pour cela, une deuxième interaction du photon avec le milieu de détection est nécessaire.

L'identification des deux positions spatiales des interactions permet alors de reconstruire une droite autour de laquelle s'ouvre le cône.

En résumé, un télescope a besoin d'un minimum de deux interactions d'un même photon, des informations sur l'énergie déposée à chaque interaction, ainsi que de leurs coordonnées spatiales. La résolution angulaire finale du télescope Compton dépend de deux paramètres : d'une part de la résolution angulaire du cône, directement issue de la résolution en énergie du détecteur, et d'autre part de la résolution sur l'axe du cône, qui sera dépendante de la résolution spatiale sur trois dimensions.

Ce télescope, en plus d'être d'une grande sensibilité et d'avoir un grand champ de vue, doit donc avoir une bonne résolution en énergie ainsi qu'une bonne résolution spatiale sur l'emplacement des interactions, afin d'avoir une bonne résolution angulaire et ainsi fournir une bonne résolution spatiale à l'image finale.

Pour que le télescope ait une grande sensibilité, il faut d'une part que le matériau de détection ait un grand pouvoir d'arrêt, donc une densité élevée, mais aussi que l'interaction Compton y soit favorisé, et donc un grand numéro atomique.

Il est à noter qu'en mesurant la direction de propagation de l'électron de recul, il serait possible par la cinématique d'obtenir le segment d'arrivée du photon incident, et non plus seulement un cône. Il faut pour cela que le parcours de l'électron soit suffisamment grand pour pouvoir être mesuré. Le parcours moyen dans le xénon liquide d'un électron d'une énergie de 1 MeV est de l'ordre de 3 mm. C'est une petite distance et donc difficile à mesurer. L'emploi d'un matériau gazeux pour ce genre de télescope est donc recommandé, les parcours y étant plus grands. Un tel télescope a été développé par une équipe japonaise [88]. Le prix à payer pour l'utilisation du gaz comme milieu de détection est une sensibilité bien moindre. En effet, il faut une épaisseur de gaz environ 500 fois plus importante que celle du liquide pour obtenir le même pouvoir d'arrêt. Cela n'est que peu envisageable pour l'imagerie  $3\gamma$ .

### **Un télescope Compton au xénon liquide pour l'imagerie $3\gamma$**

Le détecteur que nous proposons pour réaliser l'imagerie  $3\gamma$  est un télescope Compton au xénon liquide. Ce télescope consiste en une chambre à projection temporelle (TPC) qui a le xénon liquide pour milieu de détection. Le principe de la TPC est exposé au chapitre 2, la technologie cryogénique nécessaire pour maintenir le xénon sous forme liquide sera discutée au chapitre 3.

Le choix du xénon liquide est d'abord dû au grand nombre de paires électron-ion créées lors d'une interaction, ce qui permet de prévoir une bonne résolution en énergie. De par sa forme liquide, ce milieu permet la création de grands volumes de détection de façon aisée et économique comparativement aux cristaux scintillants et aux semi-conducteurs, ces grands volumes étant indispensables à l'imagerie  $3\gamma$ . La densité élevée du xénon liquide, son grand numéro atomique et les grandes épaisseurs de détection possibles donnent une grande sensibilité au détecteur. Afin de donner un ordre de grandeur de cette sensibilité, 88% des photons d'une énergie

de 1,025 MeV interagiront au moins une fois, toutes interactions confondues, lors d'un parcours de 12 cm dans le xénon liquide [23].

L'étude par simulation des performances d'un télescope Compton a été effectuée lors d'un travail de thèse précédent [89] afin de juger de la pertinence d'un tel travail instrumental. Nous pouvons voir sur la figure 1.21 l'image obtenue par la caméra simulée d'un fantôme de rat symbolisé par un cylindre de 3 sur 10 cm d'eau. La résolution spatiale, obtenue sans utiliser d'algorithmes de reconstruction itératifs, est de 5 mm. Afin d'aboutir à ce résultat, la caméra Compton qui est simulée possède une résolution spatiale sur la position de l'interaction dans le détecteur en trois dimensions de  $500\text{ }\mu\text{m}$  et une résolution en énergie à 1 MeV de 5,9% FWHM, ce qui correspond à une résolution en énergie de 2,6% à  $1\text{ }\sigma$ . La sensibilité du télescope est de 0,82% après les coupures appropriées destinées à rejeter les événements ambigus. Avec ces performances, l'imagerie  $3\gamma$  devient alors intéressante pour l'imagerie du petit animal. Ce sont donc ces spécifications techniques qui sont à atteindre afin de prouver la faisabilité de cette nouvelle modalité d'imagerie. Dans ce but, un premier prototype de petite dimension, baptisé XEMIS, a été développé. Dans la suite de cette thèse, nous présenterons le développement instrumental de ce prototype et l'analyse des données qui en sont issues, ce qui permettra de franchir une première étape en direction de la preuve de faisabilité finale.

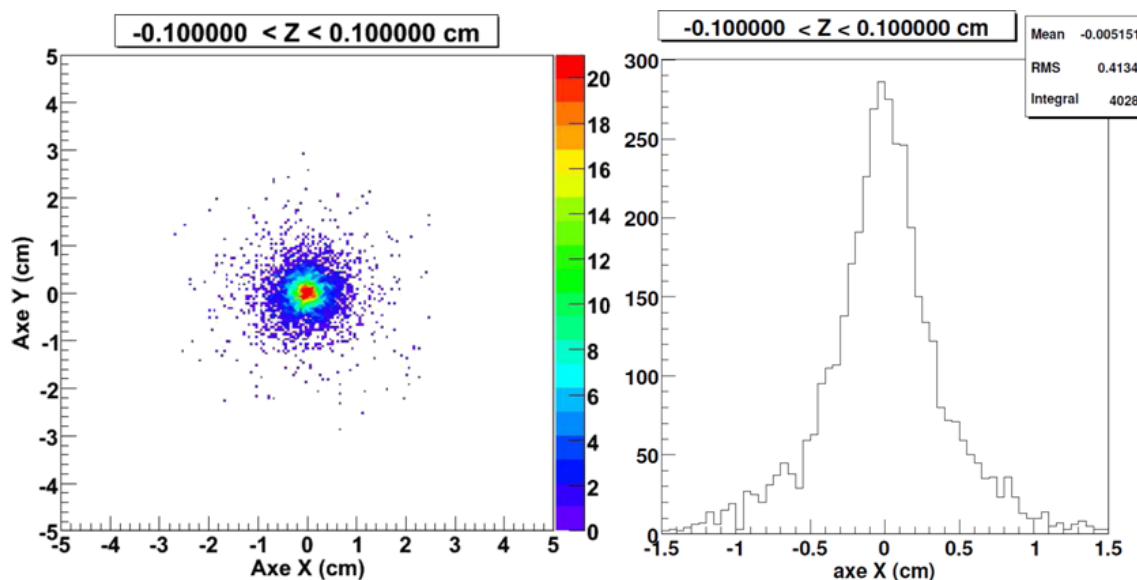


FIGURE 1.21 – Image d'une coupe centrale transverse d'un fantôme (gauche) et image d'une coupe centrale transverse d'un fantôme projetée sur un axe (gauche)[89]

## Le scandium 44

Pour fonctionner, la technique d'imagerie  $3\gamma$  nécessite un radioisotope qui soit à la fois émetteur  $\beta^+$  et  $\gamma$ . Il faut donc que le noyau fils issu de la désintégration  $\beta^+$  soit sur un état énergétique instable. Nous l'avons déjà précisé auparavant, le troisième photon doit être d'une énergie supérieure à ceux de 511 keV, afin de privilégier l'interaction Compton et de limiter l'atténuation. Il existe un certain nombre de radioisotopes qui respectent ces conditions. On peut citer le  $^{22}\text{Na}$ , l' $^{14}\text{O}$ , le  $^{44}\text{Sc}$ , le  $^{82}\text{Rb}$  et le  $^{94}\text{Tc}$ . Le tableau 1.5 résume leurs caractéristiques. L' $^{14}\text{O}$  et le  $^{82}\text{Rb}$  ont des durées de vie trop courtes pour être exploitables cliniquement. À l'inverse, le  $^{22}\text{Na}$  a une durée de vie beaucoup trop grande. Le  $^{94}\text{Tc}$  n'a pas un très bon rapport d'embranchement pour la désintégration  $\beta^+$  et émet toute une gamme de photons d'énergies différentes. Le scandium 44 paraît être un bon compromis. Sa durée de vie est assez longue pour une utilisation clinique, sans rester actif dans le corps du patient durant une trop longue période. L'énergie cinétique de son positon n'est pas trop élevée, ce qui limite le parcours de celui-ci dans le corps. À ce sujet, nous pouvons noter que l'énergie cinétique maximale du positon est deux fois plus élevée que l'énergie cinétique des positons émis par le  $^{18}\text{F}$  (633,5 keV), ce qui se traduit par un parcours plus grand et donc une résolution intrinsèque de la méthode moins bonne. Le noyau fils issu de la désintégration  $\beta^+$  est un noyau de  $^{44}\text{Ca}^*$ , comme nous pouvons le voir dans l'équation 1.9.

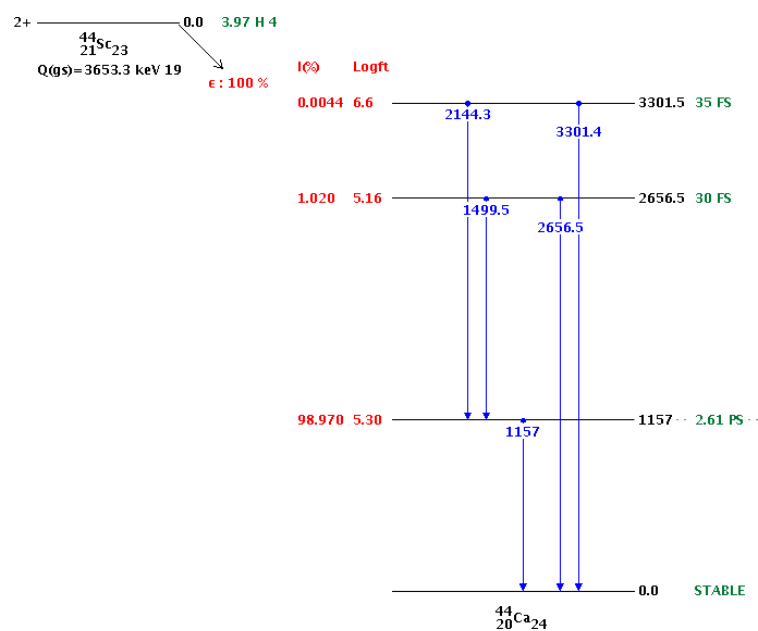


Sur la figure 1.22, nous pouvons voir que le  $^{44}\text{Ca}^*$  se désexcite en émettant le troisième photon avec un temps de demi-vie de 2,61 picosecondes, soit en quasi-coïncidence avec la désintégration  $\beta^+$ . Ce troisième photon est émis dans tout l'espace, sa direction est complètement décorélée de celle du positon.

Le  $^{44}\text{Sc}$  n'est pas actuellement produit de façon courante par les cyclotrons à usage médical. La région nantaise a vu l'installation récente d'Arronax (Accélérateur pour le Recherche en Radiochimie et Oncologie à Nantes Atlantique) [91]. Le cyclotron Arronax a été mis en service au début de l'année 2011. Il a pour objectif à la fois une production industrielle d'isotopes et une recherche de production d'isotopes innovants. Parmi ceux-ci figure le  $^{44}\text{Sc}$ , qui devrait être produit selon la réaction suivante ( $^{44}\text{Ca}(p,n)^{44}\text{Sc}$ ), soit un faisceau de protons sur une cible de calcium. Des premières irradiations de cibles de calcium ont eu lieu. Par ailleurs, des études sont actuellement menées sur la chimie du scandium, jusqu'ici peu connue. Un ligand couramment utilisé en médecine, le DOTA, paraît être un candidat intéressant pour la complexation du scandium [92]. Cela permettrait alors d'utiliser de lier le scandium à plusieurs molécules et anticorps et de bénéficier de plusieurs fonctions et organes cibles.

	$^{22}\text{Na}$	$^{14}\text{O}$	$^{44}\text{Sc}$	$^{82}\text{Rb}$	$^{94}\text{Tc}$
Temps de demi-vie	2,6027 ans	70,606 s	3,97 h	1,258 mn	52,0 mn
Énergie cinétique maximale du $\beta^+$ (keV)	545,7	1808,24	1474,3	2601 3378	2439
Rapport d'embranchement de la désintégration $\beta^+$ (%)	90,326	99,249	94,27	13,13 81,76	67,6
Énergie du gamma (keV)	1274,5	2312,6	1157	776,52	871,05 993,19 1522,1 1868,7 2740,1 3129,1
Rapport d'embranchement du gamma (%)	99,94	99,388	99,9	15,08	94,2 2,21 4,5 5,7 3,5 1,38

TABLE 1.5 – Propriétés de différents isotopes émetteurs trois gammas [90]

FIGURE 1.22 – Schéma des niveaux d'énergie lors de la désintégration du  $^{44}\text{Sc}$  [90]

## **1.4 Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons commencé par faire un rapide aperçu des détecteurs et des modalités d'imagerie utilisés en médecine nucléaire. Les méthodes que sont la TEMP et la TEP sont très performantes et utilisées au quotidien. Leurs améliorations demandent désormais un effort financier et humain extrêmement important.

Par la suite, nous avons abordé les propriétés physiques du xénon sous phase liquide, qui font de ce milieu un choix intéressant pour la détection de rayonnements ionisants. En effet, deux signaux issus d'une interaction entre une particule et le xénon sont détectables, un signal d'ionisation et un signal de scintillation. Ces deux signaux sont produits en quantité importante, ce qui rend leur détection aisée. De plus, le xénon liquide est dense avec un numéro atomique élevé, ce qui donne une grande efficacité de détection.

Finalement, nous avons présenté une nouvelle méthode d'imagerie médicale, l'imagerie  $3\gamma$ . Cette méthode nécessite un détecteur particulier, une TPC au xénon liquide. Des simulations ont été faites donnant des performances intéressantes. Pour cela, il est nécessaire d'avoir un détecteur possédant deux propriétés importantes : une résolution en énergie de 5,9% (FWHM) à 1 MeV et une résolution spatiale dans le détecteur inférieure au millimètre. C'est pour atteindre ces spécifications qu'a été développé un premier prototype de TPC au xénon liquide. L'obtention de ces performances par un télescope Compton est nécessaire à la preuve de faisabilité de l'imagerie  $3\gamma$ . Une première étape vers cette preuve de faisabilité est présentée dans la suite de cette thèse, notamment par l'investigation de la résolution temporelle et de la résolution en énergie qui seront abordées au chapitre 6.

## Chapitre 2

# Un télescope Compton au xénon liquide

Dans ce chapitre, nous allons commencer par exposer le principe de fonctionnement du détecteur de XEMIS, la chambre à projection temporelle au xénon liquide. Nous aborderons ensuite les différentes étapes de la mesure du signal d'ionisation, qui vont de la création de paires jusqu'à la mesure du signal par la chaîne d'électronique. Après quoi, nous présenterons le prototype de TPC développé pour XEMIS et ses différentes composantes.

## 2.1 De la création à la mesure du signal d'ionisation

Au chapitre 1, nous avons vu que lors d'une interaction entre une particule ionisante et le xénon, il résulte deux signaux détectables, le signal de scintillation et le signal d'ionisation. En effet, les paires électron-ion créées peuvent se recombiner et produire ainsi une scintillation UV. L'application d'un champ électrique empêche une partie de la recombinaison. Nous allons tout d'abord décrire plus en détail la variation du nombre de recombinaison. Après quoi, nous parlerons de la dérive des porteurs de charges dans le xénon liquide due à l'application du champ électrique. Nous discuterons ensuite du phénomène de capture des électrons par les impuretés lors de cette dérive. Les différentes méthodes pour recueillir le signal d'ionisation seront ensuite exposées. Nous terminerons cette partie par la description de la chaîne d'électronique nécessaire à la mesure du signal.

### 2.1.1 Variation du nombre de recombinaison

La résolution en énergie d'un détecteur recueillant le signal électronique est directement reliée au nombre d'électrons qui forment le signal, et donc au nombre de recombinaisons qui s'effectuent. Au chapitre précédent, nous avons vu que le nombre de paires électron-ion créées par une particule ionisante incidente à une énergie donnée varie. Cette variation n'est pas uniquement poissonnienne et est également proportionnelle au facteur de Fano  $F$ . Dans un détecteur gazeux, la résolution intrinsèque en énergie est liée à cette variation du nombre de paires

électron-ion.  $F$  vaut 0,041 dans le cas du xénon. Avec cette valeur, une résolution en énergie ultime de 0,08% à 1 MeV est par exemple attendue. Pourtant, aucun travail n'a atteint ni même approché une telle résolution. D'autres phénomènes doivent donc exister afin de dégrader la résolution atteignable.

Une explication a été proposée pour les électrons par Thomas *et al.* en 1987 [53] et 1988 [93]. L'explication repose sur le fait que les électrons  $\delta$ , c'est-à-dire les électrons secondaires issus d'ionisation par une particule incidente, n'ont pas le même comportement au cours de leur parcours, au fur et à mesure que leur énergie décroît. Cela se traduit notamment par des densités d'ionisation variables et donc une variation du nombre de recombinaisons. Pour modéliser cela, Thomas *et al.* choisissent de découper le parcours des électrons  $\delta$  en trois zones d'énergie distinctes avec chacune leur comportement propre. Décrivons un peu plus en détail ce modèle.

### Le modèle de recombinaison de la boîte

La première étape consiste à établir un formalisme pour décrire les recombinaisons [53]. Commençons par le modèle de Jaffe de recombinaison en colonnes. Dans ce modèle, nous partons du principe que le long des traces des particules ionisantes incidentes se forme un nuage d'électrons et d'ions à la densité uniforme. Sous l'effet d'un champ, les porteurs de charges dérivent chacun à leur vitesse, et une certaine part d'entre eux se recombinent. Les interactions Coulombiennes sont négligées et la recombinaison est introduite avec un terme dépendant des densités ioniques et électroniques. Le modèle de Jaffe donne pour les distributions d'électrons  $N_-$  et d'ions  $N_+$  les équations suivantes :

$$\frac{\partial N_+}{\partial t} = -\mu_+ E \cdot \nabla N_+ + d_+ \nabla^2 N_+ - \alpha N_- N_+ \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial N_-}{\partial t} = -\mu_- E \cdot \nabla N_- + d_- \nabla^2 N_- - \alpha N_- N_+ \quad (2.2)$$

$d_+$  et  $d_-$  sont les coefficients de diffusion des charges au cours de leur transit, nous en parlerons plus en détail par la suite, ainsi que de  $\mu_+$  et  $\mu_-$  qui sont les mobilités ioniques et électroniques.  $\alpha$  est un coefficient paramétrant la recombinaison.  $E$  est le champ électrique appliqué. Dans le modèle de recombinaison en colonne, Jaffe résout cette équation en incluant comme condition à l'origine que la forme de la trace est une colonne. Constatant que ce modèle s'applique mal au xénon liquide, Thomas *et al.* procèdent différemment.

Nous le verrons plus loin, la dérive des ions est beaucoup plus lente que celle des électrons. Nous pouvons donc négliger ce terme. De plus, les diffusions transverses et longitudinales sont très faibles en comparaison des distances parcourues, elle peuvent donc aussi être négligées.



Les équations deviennent alors :

$$\frac{\partial N_+}{\partial t} = -\alpha N_- N_+ \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial N_-}{\partial t} = -\mu_- E \cdot \nabla N_+ - \alpha N_- N_+ \quad (2.4)$$

Thomas *et al.* appliquent alors les conditions limites du modèle de la boîte : la distribution initiale des paires électron-ion est telle que chaque paire est isolée des autres, dans un cube de côté  $a$ . De plus, tout au long de leur dérive, chaque charge individuelle ne sent pas le champ dû aux autres charges mais uniquement le champ de dérive appliqué  $E$ . Il est ainsi possible de résoudre le système d'équation, afin d'obtenir la charge collectée selon l'équation suivante :

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{\ln(1 + \xi)}{\xi} \quad (2.5)$$

$\frac{Q}{Q_0}$  est la fraction de charge collectée et  $\xi$  est le seul paramètre de la théorie.  $\xi$  s'écrit ainsi :

$$\xi = \frac{N_0 \alpha}{4a^2 \mu_- E} \quad (2.6)$$

$N_0$  est le nombre initial de paires électron-ion créées. Le paramètre  $\xi \rightarrow 0$  lorsque le champ est infini et la collection parfaite et  $\xi \rightarrow \infty$  lorsque toutes les recombinaisons ont lieu. Avec ce modèle de recombinaison, nous pouvons désormais modéliser plusieurs comportements des électrons en introduisant différentes valeurs de  $\xi$ .

### Influence des différents régimes de recombinaison

Nous avons vu au chapitre 1 que les électrons ont plusieurs domaines d'énergie et plusieurs modes d'interaction avec la matière qu'ils traversent. Pour modéliser cela, Thomas *et al.* introduisent trois domaines empiriques d'énergie [93]. Définissons plusieurs énergies croissantes :  $E_0$ ,  $E_1$  et  $E_2$ , qui définiront les limites de ces différents domaines.

- $E_0$  est l'énergie cinétique minimale d'un électron avant qu'il ne devienne un électron de sous-excitation. En tant qu'électron de sous-excitation, celui-ci n'ionise pas les atomes qu'il rencontre. Il cède son énergie sous forme vibrationnelle ou rotationnelle aux noyaux, atomes et molécules qu'il rencontre. Les couplages étant faibles, le parcours électronique peut être relativement important, son énergie cédée par unité de longueur, ou  $dE/dx$ , étant faible.
- Un électron avec une énergie entre  $E_1$  et  $E_0$  a un  $dE/dx$  faible mais peut ioniser les atomes qu'il rencontre. Il produit ainsi peu d'électrons secondaires au long de son parcours. Les électrons secondaires ainsi produits auront eux-mêmes peu d'énergie et obéiront au même comportement.

- Lorsqu'un électron a une énergie comprise entre  $E_2$  et  $E_1$ , il interagit très fortement avec le milieu, son  $dE/dx$  devient très important. Cela se traduit par un grand nombre de paires électron-ion créées, sur une toute petite distance. La densité d'ionisation  $y$  est donc très importante. On appelle blob le nuage de charges qui en est issu. Une fois que l'électron atteint une énergie inférieure à  $E_1$ , son comportement change et suit la description du paragraphe précédent.
- Les électrons avec une énergie supérieure à  $E_2$  interagissent peu avec le milieu. La distance entre deux ionisations est assez grande. Les électrons ainsi arrachés peuvent avoir une grande énergie cinétique et créer des blobs. L'électron incident parcourt une distance importante avant de passer sous le seuil  $E_2$  et de créer un blob.

En résumé, un électron incident avec une énergie cinétique importante (supérieure à  $E_2$ ) va parcourir une grande distance en créant des électrons  $\delta$  et des blobs bien séparés au long de son parcours, avant de créer un dernier blob. Il continuera ensuite son parcours en ionisant quelques atomes, pour terminer en électron de sous-excitation. Tout au long de sa trace il y aura donc deux densités d'ionisation différentes, une importante et une faible.

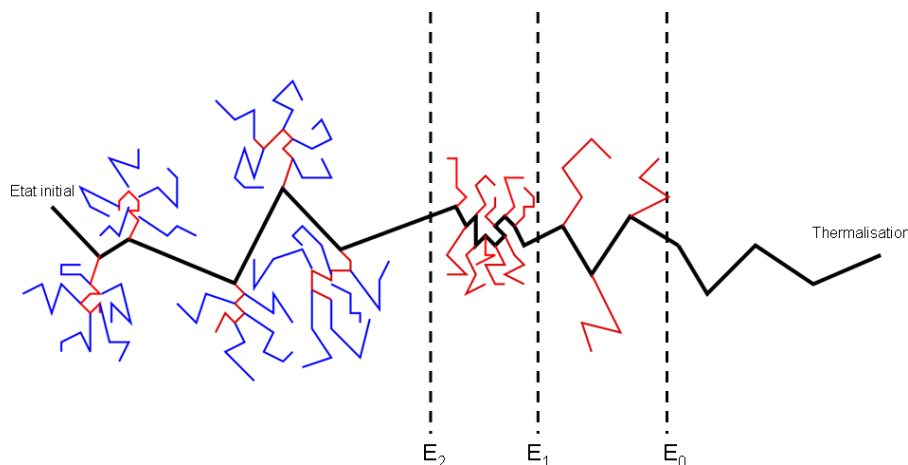


FIGURE 2.1 – Représentation schématique du parcours d'un électron, selon son domaine d'énergie. Le parcours noir est celui de l'électron primaire, d'une énergie initiale supérieure à  $E_2$ . Les parcours rouge sont ceux des électrons secondaires et les bleus ceux des électrons tertiaires.

Définissons maintenant deux comportements de recombinaisons différents pour chaque densité d'ionisation. Nous aurons donc  $\xi_0$  qui paramétrera la recombinaison pour la densité d'ionisation élevée et  $\xi_1$  pour la faible densité. Similairement au calcul du rapport  $\frac{Q}{Q_0}$ , Thomas *et al.* calculent  $\frac{E_c}{E_p}$ .  $E_c$  est l'énergie collectée sur l'anode et  $E_p$  l'énergie initiale de la particule et sont ici exprimées en eV. Entre  $E_1$  et  $E_0$ ,  $\xi_1$  sera utilisé, entre  $E_2$  et  $E_1$  ce sera  $\xi_0$ . Les deux

comportements  $\xi_0$  et  $\xi_1$  seront valides entre  $E_p$  et  $E_2$ . L'expression de  $\frac{E_c}{E_p}$  sera alors :

$$\frac{E_c}{E_p} = \frac{\int_{E_0}^{E_1} \frac{dE_\delta}{E_\delta^2} \cdot E_\delta \frac{\ln(1+\xi_1)}{\xi_1} + \int_{E_1}^{E_2} \frac{dE_\delta}{E_\delta^2} \cdot E_\delta \frac{\ln(1+\xi_0)}{\xi_0} + \int_{E_2}^{E_p} \frac{dE_\delta}{E_\delta^2} \cdot \left( (E_\delta - E_2) \frac{\ln(1+\xi_1)}{\xi_1} + E_2 \frac{\ln(1+\xi_0)}{\xi_0} \right)}{\int_{E_0}^{E_p} \frac{dE_\delta}{E_\delta^2} \cdot E_\delta} \quad (2.7)$$

Cette expression de  $\frac{E_c}{E_p}$  peut se simplifier et donne alors :

$$\frac{E_c}{E_p} = \left( a \frac{\ln(1+\xi_0)}{\xi_0} + (1-a) \frac{\ln(1+\xi_1)}{\xi_1} \right) \quad (2.8)$$

Dans cette expression,  $a$  est un coefficient représentant la fraction d'électrons suivant le comportement de recombinaison paramétré par  $\xi_0$ . Il ne faut pas confondre ici ce paramètre avec la dimension  $a$  du cube présentée dans le paragraphe précédent. La fraction  $a$  s'écrit :

$$a \equiv \left( \frac{\ln\left(\frac{E_2}{E_1}\right) - \frac{E_2}{E_p} + 1}{\frac{E_p}{E_0}} \right) \quad (2.9)$$

Nous pouvons constater que  $a$  dépend donc de la paramétrisation des différents seuils des domaines d'énergie, mais aussi de l'énergie de la particule incidente. Ayant modélisé l'évolution de la fraction des charges collectée, Thomas *et al.* déterminent ensuite la résolution en énergie intrinsèque qui en est issu.

$$\sigma_i(\%) = \frac{b}{\sqrt{E_p}} \left( \frac{\ln(1+\xi_1)}{\xi_1} - \frac{\ln(1+\xi_0)}{\xi_0} \right) \quad (2.10)$$

Le paramètre  $b$  est issu de la différenciation de l'équation 2.8 et s'écrit :

$$b \equiv \frac{\sqrt{E_p \cdot F_n \cdot \left( 2 \cdot E_2 - E_1 - \frac{E_2^2}{E_p} \right)}}{F_n \cdot \ln\left(\frac{E_p}{E_0}\right)} \quad (2.11)$$

Dans cette expression,  $F_n$  est une fonction dépendant de l'énergie incidente  $E_p$  suivant la formule :

$$F_n = -5,12 \cdot 10^{-12} \times E_p + 7,84 \cdot 10^{-5} \times E_p + 4,28 \quad (2.12)$$

Le paramètre  $b$  peut s'ajuster sur l'évolution de la résolution en énergie en fonction du champ de dérive, à une énergie donnée. Dans la publication originale [93],  $b$  peut se simplifier comme valant  $b \approx \sqrt{4,52 + \frac{157}{E_p}}$ . Aprile *et al.* [94] ont ajusté le paramètre  $b$  nous obtenons ainsi un résultat un peu différent,  $b \approx \sqrt{6,76 + \frac{216}{E_p}}$ .

Au final, ce modèle ajuste plutôt fidèlement les évolutions de la fraction de charge collectée et

de la résolution en énergie en fonction du champ électrique. Ces grandeurs sont aussi dépendantes de l'énergie de l'électron incident et de la densité du xénon (au travers de la dimension  $a$  de la boîte), de sa température (au travers de la mobilité).

## Conclusion

La variation du nombre de recombinaison est un phénomène important qui explique le fait que la résolution en énergie intrinsèque du xénon liquide soit moins bonne que ne le laisserait supposer son facteur de Fano. Une explication avancée par Thomas *et al.* est que cette variation est issue du fait qu'il existe plusieurs régimes de recombinaison,  $\xi_0$  et  $\xi_1$ , le long de la trace d'une particule, selon que la densité d'ionisation soit plus ou moins importante. La densité d'ionisation varie, pour un électron incident, selon son énergie. Trois énergies seuils ont été définies,  $E_0$ ,  $E_1$  et  $E_2$ , qui délimitent quatre plages d'énergie qui ont chacune leur comportement propre.  $a$  est le facteur déterminant la proportion de paires électron-ion créées qui suivent le régime de recombinaison  $\xi_0$ . Ce facteur dépend uniquement de l'énergie incidente et des énergies seuils.  $a$  permet d'exprimer simplement l'évolution du nombre d'électrons échappant à la recombinaison ainsi que la résolution en énergie, en fonction du champ électrique appliqué et de l'énergie initiale.

La résolution intrinsèque du xénon liquide ainsi modélisé constitue la résolution ultime que peut atteindre un détecteur utilisant ce milieu de détection. Bien que ce modèle possède quelques imprécisions, notamment sur la définition de  $E_1$  et  $E_2$ , et qu'il n'explique pas toutes les mesures expérimentales publiées [95], il reste utile car reproduisant assez fidèlement les évolutions de la résolution et du rendement de production publié.

### 2.1.2 La dérive et la diffusion des charges dans le xénon liquide

La dérive des charges est le mouvement de ces charges dans le xénon liquide sous l'influence d'un champ électrique. La vitesse de dérive  $\vec{v}_d$  des porteurs de charge équivaut à la vitesse moyenne de dérive,  $\vec{v}_d = \langle \vec{v}(t) \rangle$ . Si le champ électrique est relativement faible, la vitesse de dérive est proportionnelle au champ électrique  $\vec{E}$  multipliée par un facteur  $\mu$  appelé mobilité, selon la formule 2.13.

$$\vec{v}_d = \mu \cdot \vec{E} \quad (2.13)$$

Nous l'avons dit, la vitesse de dérive est une valeur moyenne. En effet, le porteur de charge est accéléré par le champ électrique mais va effectuer des collisions avec les atomes du milieu. Ces collisions vont alors ralentir le porteur de charge et dévier sa trajectoire.

Dans le xénon liquide, les porteurs de charges sont les électrons pour les charges négatives

et les trous et les ions  $\text{Xe}_2^+$  pour les charges positives. Chaque porteur de charge possède sa mobilité  $\mu$  qui lui est propre. La différence de masse entre les électrons et les ions est telle que leur mobilité et leur comportement sont très différents. Par exemple, les électrons sont accélérés plus rapidement que les ions, mais sont aussi beaucoup plus déviés et ralentis lors des collisions qu'ils rencontrent. Nous allons donc traiter séparément leur comportement respectif.

### La dérive des électrons

Dans les gaz nobles liquides existent plusieurs comportements des électrons qui dépendent de leur mobilité  $\mu_0$ . Cette grandeur est l'approximation de la mobilité lorsque le champ électrique tend vers zéro [96]. Trois domaines de comportement peuvent se distinguer :

- Lorsque  $\mu_0 > 10 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ , on parle d'électrons quasi-libres. Dans ce régime, les électrons se déplacent rapidement dans le milieu.
- Pour  $\mu_0 < 0,1 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ , les électrons sont dits localisés. Ils se déplacent alors à des vitesses de dérive très faibles, de l'ordre des vitesses de dérive des ions.
- Entre les deux régimes se situe un troisième domaine, de transition, où les états quasi-libres et localisés peuvent cohabiter.

Dans le cas du xénon liquide, les électrons se situent dans le domaine des électrons quasi-libres, comme nous pouvons le constater sur la figure 2.2 où la mobilité électronique est supérieure à  $3000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$  quelle que soit la température. C'est le cas pour les gaz nobles les plus lourds, comme le krypton et l'argon.

La vitesse de dérive des électrons va dépendre de deux choses : de l'accélération de l'électron qui est proportionnelle au champ électrique appliqué et du nombre de collisions que subit l'électron durant son parcours. La probabilité de collision est proportionnelle à la section efficace atomique du xénon, elle-même étant fonction de l'énergie de l'électron et donc du champ électrique, et au nombre d'atomes sur le parcours et donc de la densité. Pour observer ces dépendances, la grandeur  $E/N$  est couramment utilisée, dans laquelle  $E$  est le champ électrique et  $N$  le nombre d'atomes par unité de volume. La figure 2.3 montre l'évolution de la vitesse de dérive en fonction de  $E/N$ . Nous pouvons observer que la vitesse de dérive évolue bien avec  $E/N$  et qu'il y a des différences de comportement des électrons dans le liquide et dans le gaz. Ces différences s'expliquent notamment par deux effets de densité, l'un dû aux structures qui peuvent apparaître dans le liquide et l'autre dû à la diminution avec la densité de l'intensité des interactions dû à la polarisation [100].

Dans l'équation 2.13, la vitesse de dérive des électrons dépend de deux facteurs, le champ électrique et la mobilité. Cette mobilité dépend du champ électrique et de la densité, et donc de

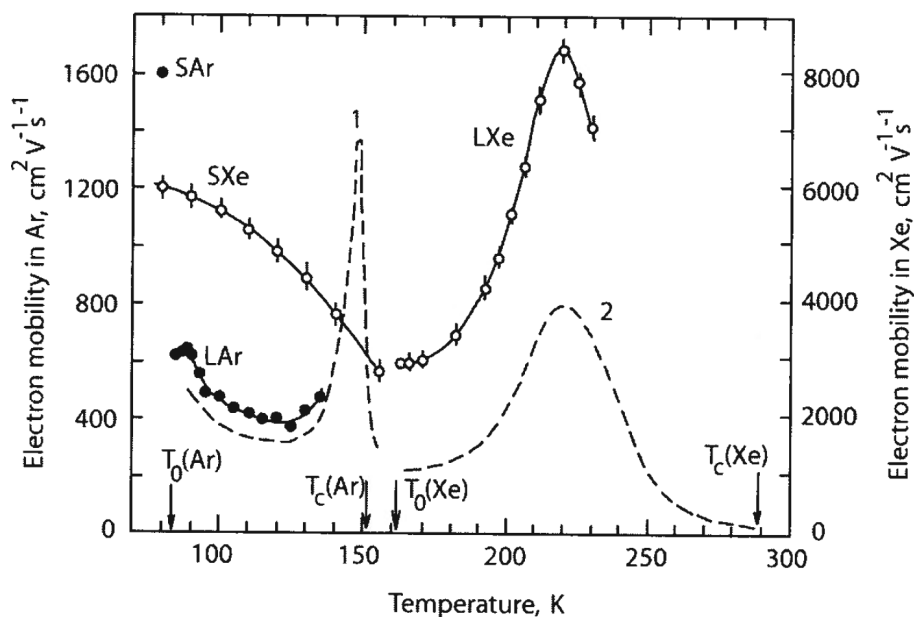


FIGURE 2.2 – Mobilité électronique  $\mu_0$  dans l'argon liquide (LAr) et le xénon liquide (LXe) et solide (SXe) en fonction du champ réduit  $E/N$ . Les courbes pointillées sont les prévisions théoriques, la courbe 1 pour l'argon [97] et la 2 pour le xénon [98]. Les points sont expérimentaux [99].  $T_0$  est la température au point triple et  $T_c$  la température critique

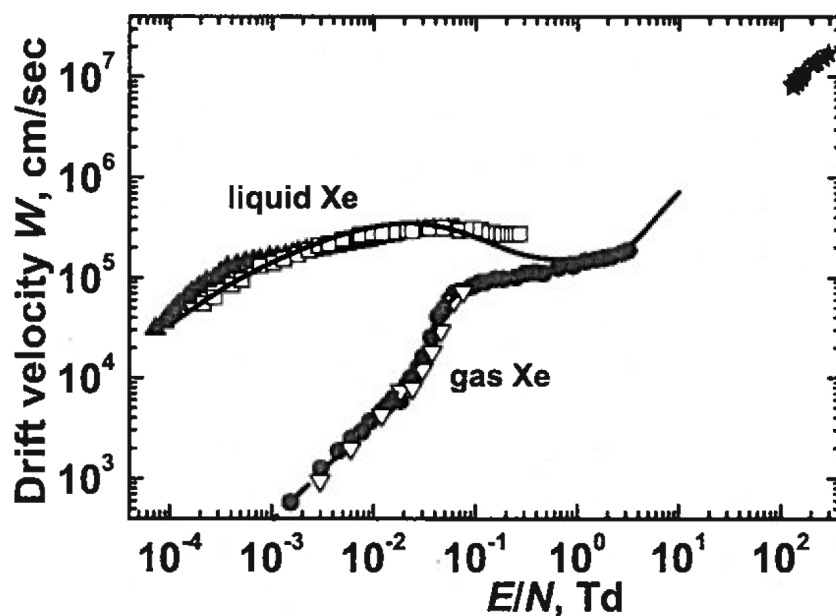


FIGURE 2.3 – Vitesse de dérive dans le xénon liquide et gazeux en fonction de  $E/N$  [100]. Le champ réduit  $E/N$  est exprimé en Td, sachant que 1 Td = 10<sup>-17</sup> V · cm<sup>2</sup>.

la pression et de la température de fonctionnement de l'expérience utilisant le xénon liquide. La figure 2.2 nous montre ainsi l'évolution de la mobilité électronique avec la température.

Plusieurs mesures de cette vitesse ont été faites en fonction du champ électrique et/ou de la température du liquide, des résultats sont présentés sur les figures 2.4, 2.5 et 2.6. Les écarts entre les différentes mesures sont relativement importants. À titre d'exemple, à un champ de 1 kV., l'écart entre la courbe haute de la figure 2.4 et la courbe basse de la figure 2.4 et les courbes des figures 2.5 et 2.6 est respectivement de 8%, 13% et 2%. Ces écarts peuvent probablement s'expliquer par les différentes méthodes expérimentales, notamment par l'utilisation de différentes longueurs de dérives, mais aussi par la manière de contrôler la température et la pression du xénon liquide. Etant donné qu'il est nécessaire de connaître précisément la vitesse de dérive afin d'obtenir une bonne résolution sur  $z$ , nous effectuerons par la suite notre propre mesure de la vitesse afin qu'elle corresponde à nos conditions expérimentales.

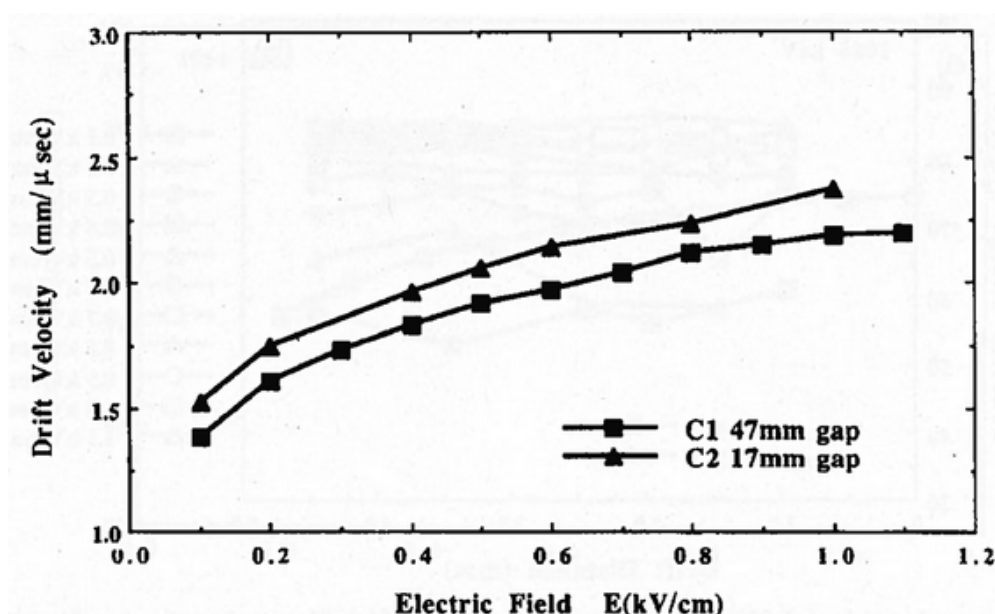


FIGURE 2.4 – Mesure de la vitesse de dérive des électrons dans le xénon liquide à 165 K, avec deux hauteurs différentes de dérive, selon le champ électrique appliqué [101]

### La dérive des ions et des trous

Deux porteurs de charges positives ont été observés dans le xénon liquide : des ions  $\text{Xe}_2^+$  et des trous. La mobilité des ions dans le xénon liquide est aux environs de  $3 \times 10^{-4} \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ . Cette mobilité est dix millions de fois plus faible que celle des électrons et est inversement proportionnelle à la viscosité  $\eta$  du liquide. La mobilité des trous est à peu près dix fois plus importante que celle des ions, aux alentours de  $40 \times 10^{-4} \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ . Cette mobilité est

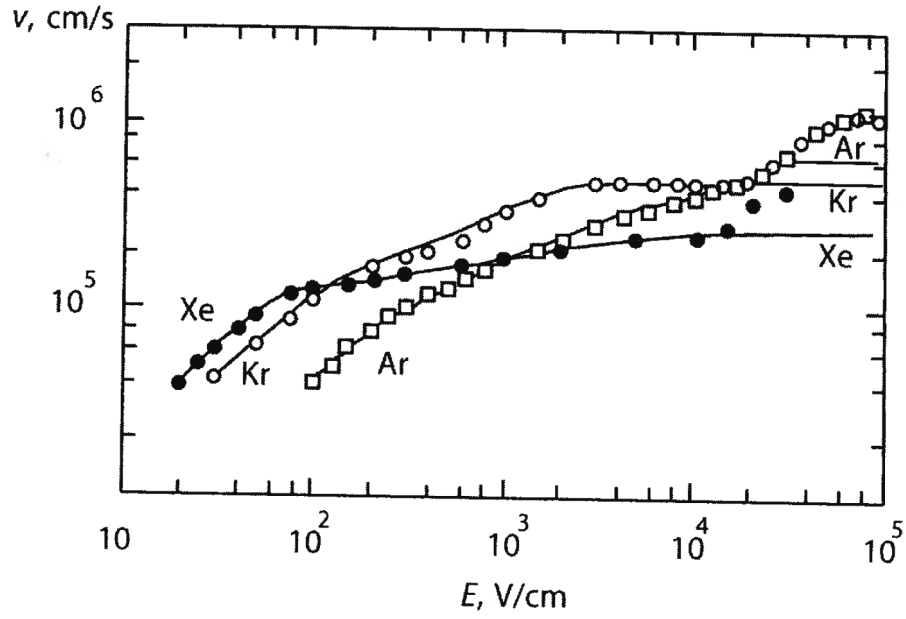


FIGURE 2.5 – Mesure des vitesses de dérives électroniques dans le xénon (à 165 K), l'argon et le krypton liquide selon le champ électrique appliqué [102]

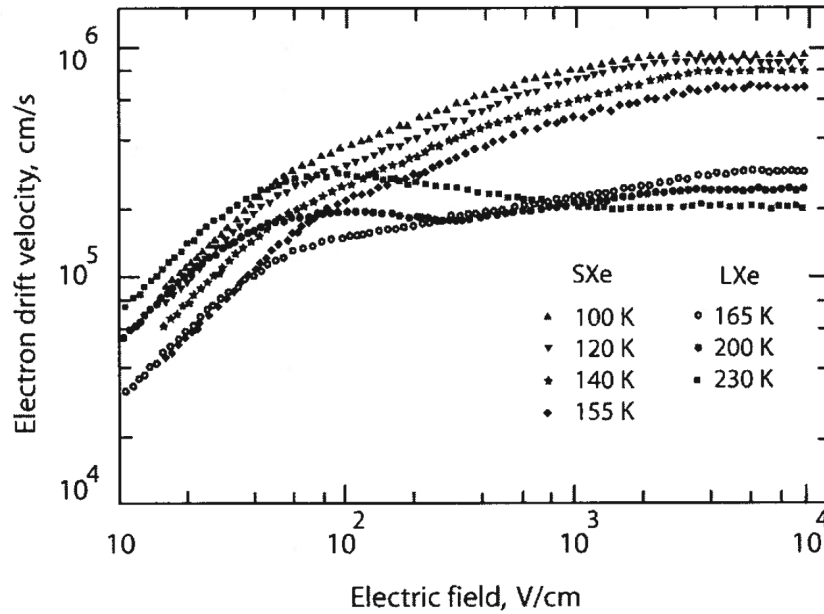


FIGURE 2.6 – Mesure des vitesse de dérive électronique dans le xénon solide et liquide, à différentes températures et selon le champ électrique appliqué [99]

explicitée, dans le modèle de transport des charges par sauts, par l'équation suivante :

$$\mu = \left( \frac{eb^2}{kT} \right) \omega \quad (2.14)$$



Dans cette équation,  $e$  est la charge de l'électron,  $b$  la distance de saut entre deux porteurs,  $k$  la constante de Boltzmann,  $T$  la température et  $\omega$  la fréquence des sauts. La figure 2.7 montre une mesure des mobilités des trous selon la température.

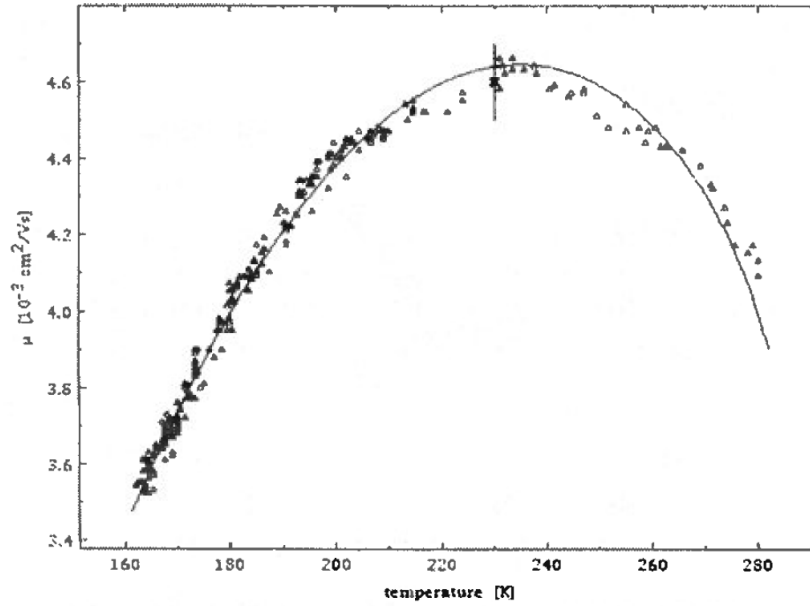


FIGURE 2.7 – Mobilité des trous en fonction de la température dans le xénon liquide [103]

### La diffusion des porteurs de charge

Nous l'avons dit, lors de la dérive des électrons, ceux-ci effectuent des collisions avec les atomes de xénon et sont alors déviés. Il s'ensuit une trajectoire erratique pour chaque électron. Du point de vue du nuage d'électrons qui dérive, cela se traduit par un étalement longitudinal et transversal. On appelle ce phénomène la diffusion. Selon un axe  $\vec{u}$ , la distribution des charges suit une loi gaussienne :

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi D_u t}} \exp\left(\frac{-u^2}{4D_u t}\right) du \quad (2.15)$$

Dans cette équation,  $\frac{dN}{N}$  est la part de charges contenues dans la distance élémentaire  $du$  à la distance  $u$  de la moyenne,  $t$  est le temps de dérive des électrons et  $D$  est le coefficient de diffusion le long de  $\vec{u}$ . La déviation standard de cette distribution équivaut à la diffusion le long de l'axe  $\vec{u}$ , et s'écrit :

$$\sigma_u = \sqrt{2D_u t} \quad (2.16)$$

La diffusion dépend donc du coefficient de diffusion, en  $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ , et du temps de dérive des électrons. Le coefficient de diffusion lui-même dépend du champ électrique appliqué.

Si l'on définit la résolution spatiale comme l'écart sur une dimension entre la position mesurée et la position réelle de l'interaction, la diffusion transverse constitue la résolution spatiale intrinsèque du détecteur lorsque l'on prend le trajet d'un seul électron. Si nous avons un nombre  $N$  d'électrons qui dérivent, la contribution de la diffusion à l'erreur sur la position et donc à la résolution spatiale est alors divisée par  $\sqrt{N}$  puisque l'on mesure la position moyenne de ces électrons. Etant donné le grand taux de production d'électrons dans le xénon liquide lors d'une interaction, cette contribution devient négligeable devant les contributions liées à la segmentation du détecteur. Il existe peu de mesures de la diffusion transverse  $\sigma_t$  dans le xénon liquide. La figure 2.8 de Doke *et al.* [104] est l'un des rares exemples publiés. Une autre mesure, indirecte celle-ci, est faite par Atrazhev *et al.* [100] que nous pouvons voir sur la figure 2.9. Il s'agit d'une mesure de l'énergie caractéristique des électrons  $\varepsilon_T$  au cours de la dérive, cette énergie étant proportionnelle à la diffusion suivant la formule :

$$\varepsilon_T = \frac{e\sigma_t}{\mu_e} \quad (2.17)$$

Dans la publication de Doke *et al.*, le coefficient de diffusion varie de 44 à 80  $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ , ce qui donne  $\sigma_t \approx 210270 \mu\text{m} \cdot \text{cm}^{-\frac{1}{2}}$ . Les données d'Atrazhev *et al.* donnent D de l'ordre de 50  $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ , et donc  $\sigma_t \approx 220 \mu\text{m} \cdot \text{cm}^{-\frac{1}{2}}$ .

La diffusion longitudinale des électrons dans le xénon liquide n'a été que peu ou pas observée. Elle est généralement ignorée.

Les ions sont beaucoup plus massifs que les électrons. Lors des collisions, ils ne sont que peu déviés. Lors de leur dérive, les ions suivent les lignes de champs et leur diffusion peut être considérée comme négligeable. Il n'en existe pas de mesures dans le xénon liquide.

## Conclusion

La dérive des électrons sous l'effet d'un champ électrique est un phénomène majeur dans les détecteurs utilisant le signal issu de l'ionisation du xénon liquide. La vitesse de dérive des électrons dépend de la mobilité électronique et du champ électrique. La mobilité électronique varie avec la pression, la densité et la température du xénon liquide, et suit le régime des électrons quasi-libres. L'influence de ces différents phénomènes a été présentée. Le temps de dérive des électrons constitue le temps mort d'un détecteur mesurant le signal issu de leur dérive. Il s'agit d'un facteur difficilement compressible, bien que la vitesse de dérive augmente avec le champ électrique. En effet, À faible champ, la vitesse augmente rapidement, mais à partir de champ électrique  $\approx 100 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ , la vitesse ne connaît qu'une faible augmentation avec le champ électrique.

D'autre part, au cours de la dérive, le nuage électronique a tendance à s'élargir. Cela est dû à la diffusion des électrons tout au long de leurs parcours. Dans le xénon liquide, la faible diffusion électronique conjuguée au grand nombre de charges qui dérivent fait que ce phénomène

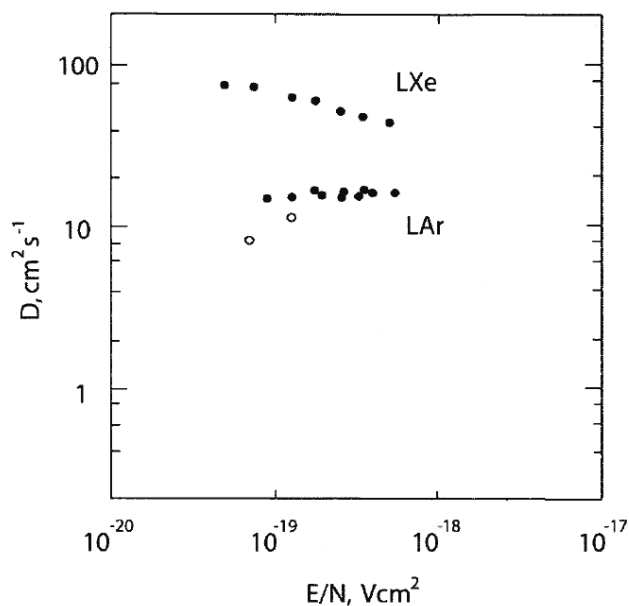


FIGURE 2.8 – Coefficient de diffusion transverses pour le xénon liquide (LXe) et l'argon liquide (LAr). Les points noirs sont issus de mesures effectuées à Waseda en 1981 [104], les points blancs à Berkeley en 1974 [36]

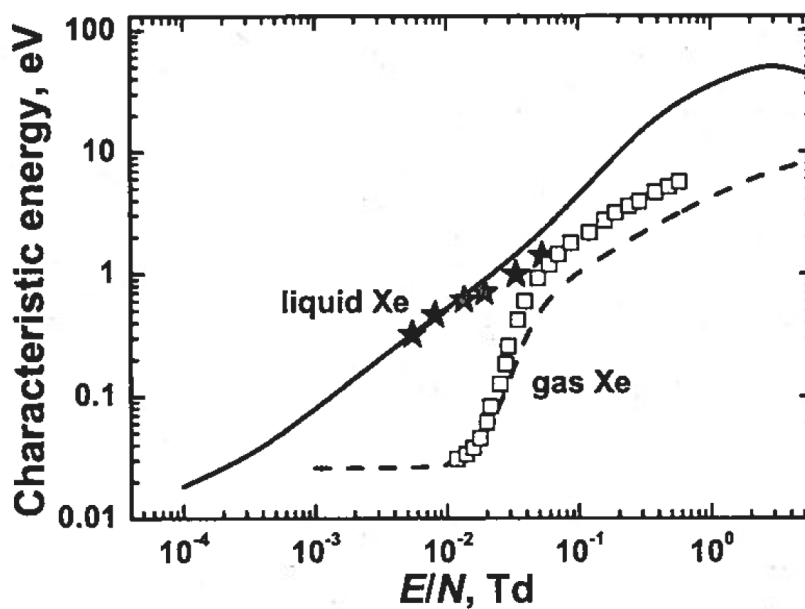


FIGURE 2.9 – Énergie caractéristique des électrons en fonction de  $E/N$ . Le champ réduit  $E/N$  est exprimé en Td, sachant que  $1 \text{ Td} = 10^{-17} \text{ V} \cdot \text{cm}^2$ . [100]

devient négligeable devant la segmentation du détecteur en ce qui concerne la dégradation de la

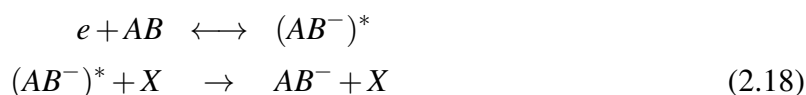
résolution spatiale d'un détecteur utilisant le signal d'ionisation.

### 2.1.3 La capture des électrons par les impuretés

Les électrons peuvent diffuser librement dans les gaz nobles purs, comme le xénon, qu'il soit sous phase gazeuse ou liquide. En effet, par nature, les atomes de gaz nobles n'attirent pas du tout les électrons, leurs couches électroniques étant complètes. Cependant, lors de leur dérive, les électrons peuvent se faire capturer par des espèces chimiques électronégatives présentes dans le xénon, que l'on qualifie d'impuretés. Le nombre d'électrons qui dérivent va donc diminuer au fur et à mesure de la distance parcourue ce qui, au final, va diminuer la résolution en énergie du signal détecté. Ce phénomène de dégradation du signal par les impuretés est l'obstacle le plus important à l'utilisation des détecteurs aux gaz nobles liquides et ce qui va limiter le plus leur performance. Un électron sera capturé par une impureté après collision avec celle-ci, selon plusieurs processus. Voyons maintenant quels sont les différents processus de capture des électrons par les impuretés électronégatives.

#### Capture à trois corps

Ce processus s'effectue selon la réaction suivante :



L'électron est capturé par la molécule électronégative  $AB$ , qui devient un anion et se retrouve sur un état d'énergie excité. Pour que l'anion soit stable et garde l'électron, il faut que l'énergie à apporter soit négative, c'est-à-dire que l'électron apporte plus d'énergie que le minimum nécessaire. S'il n'en apporte pas assez, il ne pourra pas se fixer durablement dans l'anion. Cette énergie à apporter est appelée l'énergie de fixation électronique. L'anion peut donc relâcher l'électron pour se désexciter, ou transmettre son énergie excédentaire à un atome  $X$ . L'atome  $X$  est un atome de l'espèce majoritaire du milieu, en l'occurrence du xénon.

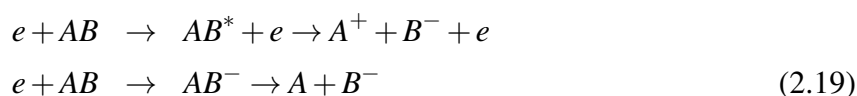
Lorsque cette énergie de fixation électronique est négative, cela signifie que l'ion formé suite à la réaction est stable. L'électron est alors définitivement capturé. Ce genre de réaction a été décrit par Bloch et Bradbury en 1935. La [tableau 2.1](#) nous donne un certain nombre d'énergies de fixation électronique pour différentes molécules. Nous pouvons voir que des molécules telles que le difluor  $F_2$ , le dioxyde d'azote  $NO_2$  ou encore le dioxygène  $O_2$  ont des énergies de fixation électroniques négatives et capturent des électrons par ce processus. À l'inverse, l'eau et le dioxyde de carbone ne sont pas concernés par la capture à trois corps.

Espèces moléculaires	Énergie de fixation électronique (eV)
F <sub>2</sub>	-2,96
NO <sub>2</sub>	-2,43
SF <sub>6</sub>	-0,6
O <sub>2</sub>	-0,44
N <sub>2</sub> O	-0,22
NO	-0,024
H <sub>2</sub> O	> 0
H <sub>2</sub>	> 0
CO <sub>2</sub>	> 0
CO	> 0
N <sub>2</sub>	> 0

TABLE 2.1 – Énergie de fixation électronique de différentes molécules

### Capture avec dissociation

Le processus de capture des électrons avec dissociation peut se produire selon deux voies qui sont résumées dans l'équation suivante :



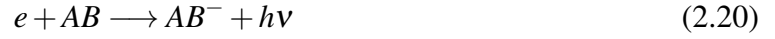
Dans le premier cas, la capture de l'électron par la molécule conduit à la dissociation de la molécule mais l'électron reste libre de continuer à dériver. Dans le second cas, la molécule se dissocie mais l'électron est définitivement capturé. Ces deux cas coexistent à partir du moment où l'énergie des électrons dépasse un certain seuil, récapitulé dans le tableau 2.2. Les électrons peuvent être capturés via ce processus par des molécules non électronégatives. C'est par ce procédé que l'eau ou le dioxyde de carbone capturent les électrons dans le xénon liquide.

Espèces moléculaires	Seuil de capture avec dissociation(eV)
O <sub>2</sub>	3,65
N <sub>2</sub> O	0,1
NO	7,5
H <sub>2</sub> O	4,36
H <sub>2</sub>	3,75
CO <sub>2</sub>	3,99
CO	9,7
N <sub>2</sub>	9,7

TABLE 2.2 – Seuil en énergie de capture électronique avec dissociation (eV) pour différentes molécules

### Capture avec radiation

La capture avec radiation est très minoritaire, à cause de sa très faible section efficace. Elle est généralement négligée. L'équation suivante nous indique juste son déroulement :



### Temps de vie et longueur d'atténuation des électrons

Le nombre d'électrons quasi-libres dérivants dans le xénon diminue au cours du temps de dérive. L'évolution de ce nombre  $N(t)$  suit, d'après Hofmann *et al.* [105], une décroissance exponentielle selon la formule suivante :

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{t}{\tau_e}} \quad (2.21)$$

Dans cette équation,  $\tau_e$  est le temps de vie des électrons et correspond au temps moyen avant qu'un électron ne se fasse capturer par une impureté électro-négative.  $N_0$  est le nombre initial d'électrons. Cette évolution du nombre d'électron est plus souvent utilisée en fonction de la distance de dérive parcourue  $x$ , selon l'équation qui suit :

$$N(x) = N_0 e^{-\frac{x}{L}} \quad (2.22)$$

avec  $L$  qui est la longueur d'atténuation des électrons dans le xénon liquide. Il s'agit d'une grandeur particulièrement importante, puisqu'elle va beaucoup influencer sur les performances du détecteur.  $L$  s'exprime ainsi :

$$L = v_d \tau_e \quad (2.23)$$

où  $v_d$  est la vitesse de dérive des électrons.

Le temps de vie des électrons dépend de la concentration en impuretés, mais aussi de la nature des impuretés, puisque les constantes d'attachement sont différentes. Le temps de vie des électrons s'exprime alors ainsi :

$$\tau_e = \left( \sum k_i c_i \right)^{-1} \quad (2.24)$$

$c_i$  est la concentration en impuretés d'espèce chimique  $i$  et  $k_i$  est la section efficace de capture de cette impureté, en  $\text{l} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ . En pratique, il n'est pas facile de caractériser la concentration en chaque espèce d'impureté. La concentration totale en impuretés est alors ramenée à la concentration  $c_{O_2}$  en  $O_2$  équivalente. Celle-ci s'exprime formellement ainsi :

$$c_{O_2} = \left( \sum \frac{k_i c_i}{k_{O_2}} \right) \quad (2.25)$$

$k_{O_2}$  est un facteur de conversion, en  $\text{l} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ . La section efficace de capture des électrons pour chaque espèce varie avec la magnitude du champ électrique appliqué. Des mesures sont

visibles sur la figure 2.10 pour des espèces telles que le  $\text{SF}_6$ , l' $\text{O}_2$  et le  $\text{N}_2\text{O}$ .

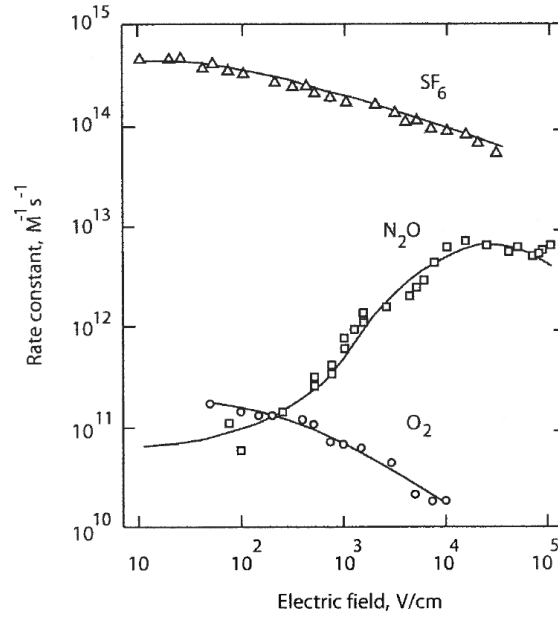


FIGURE 2.10 – Section efficace de capture des électrons pour plusieurs espèces d'impuretés électronégatives en fonction du champ électrique appliqué

La fraction d'impureté  $\chi$  est une grandeur que nous allons utiliser dans la suite de ce travail sur l'étude de la pureté. La concentration en impureté peut s'exprimer comme le produit de la fraction d'impureté  $\chi$  par la concentration volumique du xénon liquide  $c_{\text{Xe}}$ , soit :

$$c_{\text{O}_2} = c_{\text{Xe}} \cdot \chi \quad (2.26)$$

$c_{\text{Xe}}$  s'exprime en  $\text{mol} \cdot \text{l}^{-1}$ , tandis que  $\chi$  est sans unité (ou encore en partie par unité).  $c_{\text{Xe}}$  est lui-même le quotient de la masse volumique du xénon liquide  $\mu_{\text{LXe}}$  par sa masse molaire  $M_{\text{Xe}}$  :

$$c_{\text{Xe}} = \frac{\mu_{\text{LXe}}}{M_{\text{Xe}}} \quad (2.27)$$

$\mu_{\text{LXe}}$  est en  $\text{g} \cdot \text{l}^{-1}$  et  $M_{\text{Xe}}$  en  $\text{g} \cdot \text{mol}^{-1}$ . En remplaçant  $\tau_e$ , nous obtenons l'expression suivante de la longueur d'atténuation :

$$L = \frac{v_d \cdot M_{\text{Xe}}}{\mu_{\text{LXe}} \cdot k_{\text{O}_2} \cdot \chi} \quad (2.28)$$

Nous pouvons alors exprimer la fraction d'impureté en fonction de la longueur d'atténuation ainsi :

$$\chi = \frac{v_d \cdot M_{\text{Xe}}}{\mu_{\text{LXe}} \cdot k_{\text{O}_2} \cdot L} \quad (2.29)$$

$M_{\text{Xe}}$  vaut  $131,293 \pm 0,6 \text{ g}\cdot\text{mol}^{-1}$ .  $k_{\text{O}_2}$  dépend du champ électrique et nous est donné par la courbe de la figure 2.10.  $\mu_{\text{LXe}}$  dépend de la température, la figure 3.2 nous en montre l'évolution. La vitesse de dérive  $v_d$  dépend de la température du xénon liquide et du champ électrique appliqué, dont les figures 2.4, 2.5 et 2.6 nous montrent l'évolution.

Dans des conditions expérimentales que nous utilisons dans le chapitre 5,  $k_{\text{O}_2} = 6,8 \cdot 10^{10} \pm 0,3 \cdot 10^{10} \text{ l}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ ,  $\mu_{\text{LXe}}$  vaut  $2,88 \cdot 10^3 \pm 0,03 \cdot 10^3 \text{ g}\cdot\text{l}^{-1}$  et  $v_d = 1,941 \cdot 10^3 \pm 0,003 \cdot 10^3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Afin de donner un ordre de grandeur, en utilisant ces valeurs, nous trouvons qu'une longueur d'atténuation de 1 mètre correspond à une fraction d'impureté de 1,3 ppb.

Au final, la longueur d'atténuation des électrons dépend donc de la concentration en impuretés, de la nature de ces impuretés électronégatives, du champ électrique appliqué et de la température du xénon liquide.

## Conclusion

La capture des électrons par des impuretés lors de leur dérive est le phénomène qui limite le plus les performances d'un détecteur utilisant le signal d'ionisation du xénon liquide. En effet, une fraction d'impuretés faible, de quelques dizaines de ppb, suffit à dégrader complètement le signal électronique. Les différents processus de capture ont été présentés, ainsi que les facteurs d'attachement de différentes espèces chimiques. De manière générale, il est difficile d'identifier les concentrations des différentes impuretés ; c'est pourquoi le terme de concentration en équivalent oxygène est couramment utilisé. La longueur d'atténuation des électrons, ou encore le temps de vie électronique, sont des grandeurs directement reliées à cette concentration, et sont très souvent employées.

### 2.1.4 Les différentes stratégies de recueil du signal d'ionisation

Nous allons maintenant aborder la mesure proprement dite du signal d'ionisation. Généralement, le signal mesuré est le courant induit sur les électrodes par le déplacement des charges. Les chambres d'ionisation, qu'elles soient à plaques parallèles ou à fils, et les MWPC mesurent le signal d'ionisation de cette façon ; nous commencerons par parler de ce sujet. Nous verrons ensuite qu'il est cependant possible de le mesurer autrement, en utilisant la scintillation secondaire du xénon. Nous terminerons cette partie en voyant les détecteurs à double-phase.

#### L'induction du signal

William Shockley [106] et Simon Ramo [107] ont démontré dans deux articles indépendants de 1938 et 1939 que le signal lu sur une électrode est dû non pas aux charges collectées mais à leur mouvement devant l'électrode. Le théorème ainsi démontré est appelé le théorème de



Shockley-Ramo et nous donne cette formule :

$$i = q \vec{v} \cdot \vec{E} \quad (2.30)$$

$i$  est le courant induit sur l'électrode,  $q$  est la charge qui dérive selon le vecteur  $\vec{v}$  dans le champ électrique  $\vec{E}$ . Appliquons donc ce théorème sur un exemple simple de géométrie de détecteur, la chambre d'ionisation à plaques parallèles. Cette géométrie est assez proche de celle utilisée dans XEMIS, comme nous allons le voir par la suite.

**Chambre d'ionisation à plaques parallèles :** Une chambre d'ionisation à plaques parallèles est un détecteur à la géométrie simple semblable à un condensateur. Deux plaques de métal parallèles servent d'électrodes et sont séparées d'une distance  $d$  et une différence de potentiel entre les deux crée un champ électrique. Dans ce cas, le courant induit par le déplacement de  $n$  charges  $q$  s'écrit, si l'on suppose pour simplifier que les plaques sont infinies :

$$i = \frac{nqV}{d} \quad (2.31)$$

Considérons maintenant un nuage de paires électron-ion créée par une particule ionisante. Faisons l'hypothèse simplificatrice qu'il n'y a pas de recombinaison. Les ions vont donc dériver vers la cathode et les électrons vers l'anode. Les deux types de porteurs de charges vont donc induire un signal sur les électrodes.

$$i = \frac{n_+ q_+ v_+ + n_- q_- v_-}{d} \quad (2.32)$$

$n_+$  est le nombre d'ions,  $n_-$  le nombre d'électrons.  $q_+$  et  $q_-$  sont les charges portées respectivement par les ions et les électrons.  $v_+$  et  $v_-$  sont les vitesses de dérive des ions et des électrons. Etant donné qu'il y a le même nombre d'électrons que d'ions et qu'ils portent la même charge absolue, la formule 2.32 devient :

$$i = \frac{nq}{d} (v_+ + v_-) \quad (2.33)$$

Observons donc la montée en temps du signal. Nous prenons pour cela la différence de potentiel  $V(t)$  induite aux électrodes par le mouvement des charges et  $q_i$  la charge induite sur ces mêmes électrodes. Sachant que  $i = \frac{dq_i}{dt}$ , nous obtenons :

$$\frac{dq_i}{dt} = \frac{nq}{d} (v_+ + v_-) \quad (2.34)$$

Ce qui donne en intégrant la charge induite totale  $Q_i$  :

$$Q_i(t) = \frac{nq}{d} (v_+ + v_-) t \quad (2.35)$$

Puisque  $Q_i(t) = CV(t)$  avec  $C$  la capacité entre les deux électrodes, nous aboutissons à :

$$V(t) = \frac{nq}{Cd} (v_+ + v_-)t \quad (2.36)$$

Puisque les électrons dérivent bien plus rapidement que les ions, il va y avoir jusqu'au temps  $t_- = \frac{x}{v_-}$ , où  $x$  est la hauteur de création des paires, une montée rapide du signal. Une fois que les électrons ont fini de dériver, seuls les ions contribuent à la montée du signal. Cette montée se fera alors beaucoup plus lentement, jusqu'au temps  $t_+ = \frac{d-x}{v_+}$  où les ions seront collectés à la cathode. Le signal final  $V_{max}$  qui en résulte sera égal à

$$\begin{aligned} V_{max} &= \frac{nq}{Cd} ((d-x) + x) \\ V_{max} &= \frac{nq}{C} \end{aligned} \quad (2.37)$$

La charge induite finale est donc égale à  $Q_{max} = nq$  et est uniquement dépendante du nombre de paires électron-ion créées et donc de l'énergie déposée dans l'interaction. Le temps de montée du signal est par contre dépendant de la hauteur de l'interaction. Cette montée du signal est illustrée par la figure 2.11. Proche de l'anode, il y aura une montée du signal électronique très rapide et une montée du signal ionique très lente. Proche de la cathode, la montée ionique sera moins lente et celle électronique moins rapide. Pour s'affranchir de ce temps de montée variable et pour réduire sa durée, il est possible d'utiliser une chambre d'ionisation à plaques parallèles à grille, dont nous expliquons le principe dans le paragraphe qui suit.

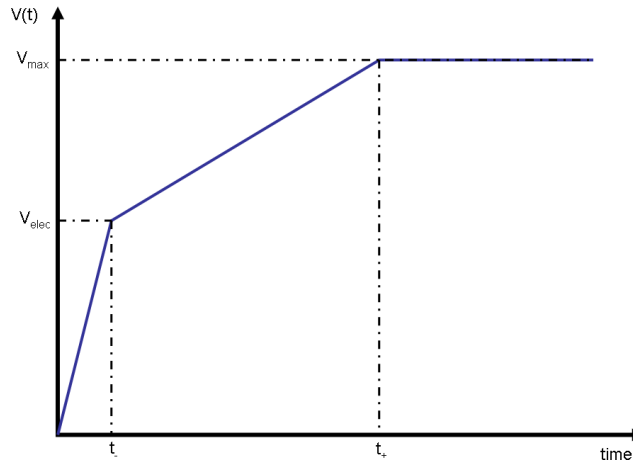


FIGURE 2.11 – Schématisation de la montée du signal induit par la dérive des électrons et des ions

**Chambre d'ionisation à plaques parallèles à grille :** Afin d'annuler la contribution des ions au signal, il est possible d'intercaler entre les deux électrodes une grille dont le potentiel soit à

une valeur intermédiaire entre ceux de l'anode et de la cathode. Cette grille, baptisée grille de Frisch [108], va alors écranter le signal induit sur l'anode par les porteurs de charges dérivant entre la grille et la cathode. C'est-à-dire que les électrons vont induire un signal uniquement à partir du moment où ils auront franchi la grille et que les ions ne produiront pas de signal. Similairement au cas précédent, le signal induit sur l'anode par le mouvement des électrons va s'écrire :

$$V(t) = \frac{nq}{Cd} v_- t \quad (2.38)$$

Dans cette formule,  $d$  est la distance entre la grille et l'anode et  $C$  la capacité entre ces deux éléments. Cela donnera la charge finale :

$$Q_{max} = nq \quad (2.39)$$

La charge mesurée est donc une fois encore proportionnelle à l'énergie déposée dans le détecteur. Le temps de montée du signal est le même quelque soit la position de l'interaction entre la grille et la cathode. Une petite distance entre la grille et l'anode permet une montée rapide du signal. Pour que cette géométrie fonctionne correctement, il faut d'une part que la grille écranter efficacement l'anode et d'autre part que les électrons qui dérivent la franchissent sans être capturés par la grille. L'inefficacité de l'écrantage de la grille a été calculée par Bunemann *et al.* [109], en approximant la grille comme une série de fils tendus le long de la même direction. Elle s'exprime ainsi :

$$\eta = \left( \frac{p}{2\pi d} \right) \ln \left( \frac{p}{2\pi r} \right) \quad (2.40)$$

avec  $p$  qui est le pas de la grille,  $r$  l'épaisseur des barreaux et  $d$  la distance entre la grille et l'anode. On peut voir ainsi qu'un  $d$  grand par rapport au pas  $p$  ou un rayon  $r$  du même ordre de grandeur que le pas donne une bonne efficacité du blindage. Cette inefficacité n'est valable qu'à une seule dimension, puisque la grille est approximée par des fils. Dans le cas d'une grille à deux dimensions, le blindage dans une dimension s'ajoute quadratiquement au blindage dans l'autre dimension, si nous approximations par le fait que ces deux blindages sont indépendants. Prenons pour exemple le cas d'une grille 500 lpi, dont nous parlerons un peu plus loin dans ce chapitre. Son pas est de  $50,8 \mu\text{m}$ , l'épaisseur est de  $5 \mu\text{m}$  et nous la plaçons à  $50 \mu\text{m}$  de l'anode. L'inefficacité à une dimension est de 7,7%, ce qui donne 0,6% pour une grille.

La transparence électronique est la proportion d'électrons qui traversent la grille sans être capturés. Cette grandeur est très importante puisque la perte d'électrons va entraîner directement une dégradation de la résolution en énergie. Afin d'assurer le passage des électrons, il faut appliquer un champ électrique entre la grille et l'anode, appelé champ de collection, plus important que le champ électrique entre la grille et la cathode, appelé champ de dérive. En effet, si le rapport des champs électriques est suffisant, les lignes de courant ne seront pas collectées par la grille et

iront de l'anode à la cathode [109]. La transparence électronique  $T_{elec}$  est définie comme suit :

$$T_{elec} = \frac{\text{Nombre d'électrons franchissant la grille}}{\text{Nombre d'électrons avant la grille}} \quad (2.41)$$

### Avalanches électroniques dans le xénon liquide

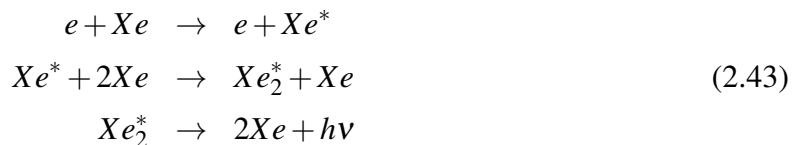
Il existe bien sûr d'autres géométries que la géométrie parallèle. Par exemple, les détecteurs cylindriques sont généralement constitués d'un fil servant d'anode et d'un cylindre métallique servant de cathode. L'anode peut être écranté par une grille de Frisch cylindrique. Dans les MWPC c'est un réseau de fil qui sert d'anode, ce réseau pouvant être écranté par une grille. L'avantage de ces configurations filaires est que le champ électrique au voisinage du fil y est très important. Cela permet de monter au voisinage des fils à des champs électriques très importants, plus facilement qu'avec des plaques parallèles. Les électrons peuvent alors être suffisamment accélérés pour qu'ils ionisent un atome de xénon suite à une collision. L'électron ainsi créé est ensuite accéléré et peut aussi ioniser le xénon. Ce phénomène s'appelle l'avalanche électronique. Le nombre d'électrons qui dérivent est alors

$$N(x) = N_0 e^{\alpha x} \quad (2.42)$$

$N(x)$  est le nombre d'électrons après une distance de dérive  $x$ ,  $N_0$  est le nombre initial d'électrons et  $\alpha$  est le premier coefficient de Townsend. Autant le phénomène d'avalanche est couramment utilisé dans les détecteurs gazeux, avec de nombreuses configurations existantes et des gains en signal très importants ( $> 10^3$ ), autant ce phénomène est peu exploité dans le xénon liquide. En effet, il est difficile d'y atteindre ce régime et seules quelques expériences ont prospecté dans ce sens [35].

### Multiplication des photons

Une autre façon de mesurer le signal d'ionisation consiste, au lieu de mesurer le signal induit, à utiliser le phénomène de l'électroluminescence. Cela consiste à accélérer les électrons dans un champ électrique intense. Si les électrons atteignent une énergie cinétique suffisante, ils peuvent exciter les atomes de xénon après collision, ces atomes excités émettant alors un rayonnement UV. Les champs électriques nécessaires pour obtenir l'électroluminescence sont plus faibles que ceux nécessaires à l'avalanche électronique. La réaction est résumée dans l'équation qui suit :



Les électrons qui dérivent peuvent aussi faire une collision directement avec un dimère  $\text{Xe}_2$ . Il s'ensuit ainsi une émission UV de même longueur d'onde que la scintillation primaire. Le nombre de photons UV émis est proportionnel au nombre d'électrons, et donc à l'énergie déposée par l'interaction.

Le phénomène d'électroluminescence est couramment utilisé dans des détecteurs gazeux. Son utilisation dans le xénon liquide est plus problématique. De par la densité du liquide bien plus importante, il est plus difficile d'accélérer suffisamment les électrons. Le seuil pour la photoluminescence a été mesuré à  $\frac{E}{N} \approx 3 \times 10^{-17} \text{V} \cdot \text{cm}^2$  [110], ce qui revient dans le xénon liquide à un champ électrique  $E > 400 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ . Pour atteindre des champs électriques suffisants, il faut utiliser des chambre d'ionisation avec une anode filaire, ou des chambres à fils. De tels détecteurs ont été construits [29]. Leurs performances sont similaires aux performances de détecteurs suivant la même géométrie mais utilisant le phénomène d'avalanche électronique. Il est délicat d'atteindre un régime d'électroluminescence sans atteindre le régime d'avalanche. Or, ce phénomène d'avalanche tend à dégrader la résolution en énergie de ces détecteurs en faisant varier le nombre d'électrons accélérés. Par conséquent, les détecteurs à électroluminescence ne sont guère utilisés dans le xénon liquide ou les autres gazs nobles liquides.

## Les détecteurs double phases

Etant donné qu'il est difficile d'exploiter les phénomènes d'électroluminescence et d'avalanche électronique dans le xénon liquide, une famille de détecteur a été élaborée pour bénéficier à la fois de ces phénomènes dans le xénon gazeux et du grand pouvoir d'arrêt et des performances du xénon liquide. Ce type de détecteurs est appelé détecteurs à double phase. Dans les détecteurs à double phase, la phase liquide du xénon sert de cible aux particules incidentes. Une fois l'ionisation effectuée, les électrons dérivent vers le gaz sous l'influence d'un champ électrique. Ils doivent ensuite être extraits du liquide pour passer dans le xénon gazeux, où ils sont accélérés aisément dans un autre champ électrique pour produire au choix de l'électroluminescence et/ou des avalanches électroniques.

Le point particulièrement délicat de ce genre de détecteur est la transmission des électrons du liquide vers le gaz. Dans le xénon liquide, la barrière de potentiel de la transition liquide-gaz est particulièrement importante. Il faut donc appliquer un champ électrique important pour accélérer suffisamment les électrons.

Ce type de détecteur est assez couramment utilisé, notamment dans la collaboration XENON. On pourra cependant lui reprocher son manque de souplesse du point de vue de la géométrie du détecteur.

## Conclusion

L'induction d'un signal électrique par le mouvement de charges devant une électrode est le phénomène physique employé afin de lire le signal issu de ces charges. Nous avons plus particulièrement discuté de l'induction de ce signal dans les chambres d'ionisation à plaques parallèles avec grille de Frisch, qui constitue par ailleurs le principe de base de la TPC de XEMIS. Nous avons par ailleurs discuté d'autres phénomènes utilisables lors de la lecture du signal d'ionisation, que sont l'électroluminescence, l'avalanche électronique ou encore la transmission des électrons du liquide vers le gaz.

### 2.1.5 Mesure du signal d'ionisation par l'électronique de lecture

La collecte du signal d'ionisation, que ce soit par induction ou mesure de la lumière par un PM, génère en sortie du détecteur des impulsions de courants. Il reste à mesurer ces impulsions afin de pouvoir en exploiter les informations. C'est là le rôle de l'électronique de lecture. Nous allons maintenant exposer brièvement le principe.

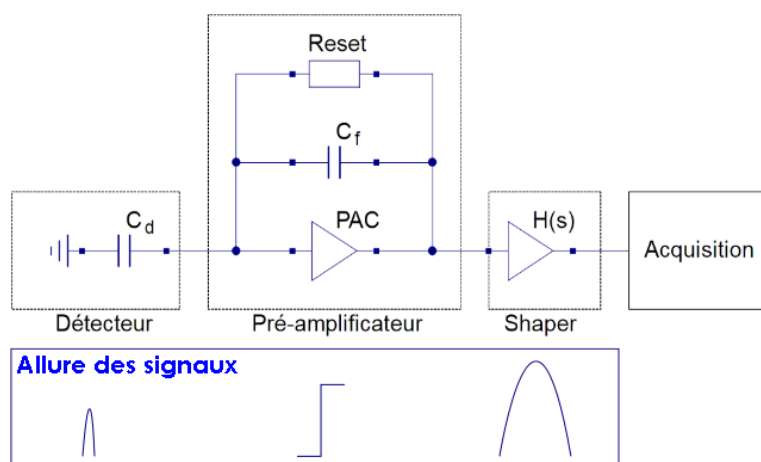


FIGURE 2.12 – Principe schématique d'une voie de lecture électronique et allure des signaux aux différents étages

La figure 2.12 est un schéma d'une chaîne de lecture électronique classique. Cette chaîne comporte plusieurs étages successifs. Tout d'abord vient le détecteur, caractérisé par sa capacité  $C_d$ . Le signal qui en sort est proche d'une distribution de Dirac. L'étage qui suit est le pré-amplificateur de charge, ou PAC. Le pré-amplificateur est composé d'un amplificateur assurant un gain  $A$  et d'un condensateur d'une capacité  $C_f$ . Cette capacité est appelée capacité de feedback, ou de contre-réaction. Le rôle de  $C_f$  est très important, puisque c'est elle qui transforme l'impulsion de charges en une tension électrique mesurable. En effet, lorsque le gain  $A$

est suffisamment important, l'ensemble  $Q$  des charges issues du détecteur est collecté par  $C_f$  pour donner :

$$U = \frac{Q}{C_f} \quad (2.44)$$

Le signal en sortie du PAC est alors un échelon de tension. Un autre élément du PAC est le reset de la capacité  $C_f$ , qui a pour rôle de vider le condensateur des charges qui y sont stockées. Cette action peut être effectuée avec une forte résistance  $R_f$ , dite de feedback, mais aussi par un transistor jouant le même rôle que  $R_f$  tout en étant moins encombrant. Cette remise à zéro du condensateur est importante, sans quoi chaque nouvelle charge qui arriverait serait stockée dans le condensateur, faussant la mesure, et ce jusqu'à saturation du condensateur qui donnerait alors toujours la même sortie.

L'étage suivant effectue la mise en forme du signal, selon la fonction de transfert  $H_s$ . Cet étage peut être baptisé pulse shaper. Le pulse shaper est composé lui même de deux parties distinctes. Premièrement vient le différenciateur. Il s'agit d'un circuit CR, qui transforme l'échelon en un échelon décroissant suivant une constante de temps  $\tau_0 = CR$ . Cette constante de temps doit être suffisamment grande pour que la tension reste à son maximum assez longtemps pour qu'elle soit utilisable par la suite de la chaîne. Vient ensuite une série de  $n$  intégrateurs, qui sont des circuits RC. Ces intégrateurs vont tour à tour amplifier le signal suivant un gain  $G$  et l'intégrer au point qu'il adopte la forme souhaitée. En règle générale, le signal de sortie a une forme quasi-gaussienne. L'amplitude de la tension  $U_s$  en sortie est alors :

$$U_s = \frac{QG^n n^n}{C_f n! e^n} \quad (2.45)$$

Outre le gain total, une grandeur caractéristique d'une chaîne d'électronique est le temps de peaking ou temps d'intégration. Il s'agit du temps entre le moment où les charges arrivent à l'entrée de l'électronique et le temps du maximum de la quasi-gaussienne. En considérant que les résistances et les capacités sont identiques dans le différenciateur et les intégrateurs, ce temps de peaking vaut

$$\tau_p = n\tau_0 \quad (2.46)$$

Ce temps d'intégration doit notamment être adapté au temps de montée du signal. Si l'on reprend l'exemple d'une chambre à ionisation à plaques parallèles, dans le but de mesurer la charge totale, le temps de peaking sera très grand afin de pouvoir intégrer toutes les charges issues de la dérive ionique.

## Le bruit électronique et ses différentes contributions

La résolution en énergie d'un détecteur mesurant le signal d'ionisation est directement relié à la variance du nombre de charges mesuré. Cette variation du nombre de charge est due

à plusieurs phénomènes. Nous avons parlé dans le chapitre 1 de la variation du nombre de paires électron-ion qui est pondérée par le facteur de Fano. Dans le xénon liquide, cette variation est extrêmement faible, voire négligeable au regard des autres contributions. Nous avons aussi vu dans ce chapitre la variation du nombre de recombinaison, dont la contribution est très importantes. Ces deux phénomènes, variations du nombre de paires créées et du nombre de recombinaison, constituent la contribution intrinsèque du xénon liquide à la résolution en énergie, que nous appellerons  $\sigma_{Xe}$ .

Le bruit électronique  $\sigma_{elec}$ , ou la fluctuation du nombre de charges par l'électronique de lecture, constitue l'autre principale composante du bruit. Nous pouvons définir la résolution en énergie du détecteur  $\sigma_d$  comme étant la somme quadratique de la contribution intrinsèque et de la contribution du bruit électronique, suivant cette équation :  $\sigma_T$  :

$$\sigma_d^2 = \sigma_{Xe}^2 + \sigma_{elec}^2 \quad (2.47)$$

Le rôle de l'électronique de lecture est de rendre le signal exploitable par l'acquisition située après l'étage de mise en forme. Elle ne doit pas dégrader les performances du détecteur, notamment la résolution en énergie. Pour que  $\sigma_d$  soit le plus proche possible de la résolution intrinsèque  $\sigma_{Xe}$  il faut que le bruit électronique  $\sigma_{elec}$  soit le plus faible possible. Plus exactement, il faut que le rapport signal sur bruit  $\frac{S}{B}$  de l'électronique soit le plus grand possible. Il faut alors faire un compromis entre l'amplification du signal et le bruit des différents étages. Abordons brièvement les différentes contributions du bruit.

Avant cela, il nous faut fournir une grandeur, l'ENC, pour Equivalent Noise Charge, qui est la charge équivalente de bruit. Cette grandeur correspond au rapport du bruit quadratique moyen intégré en sortie divisé par l'amplitude du signal dû à la détection d'un seul électron. L'ENC est fréquemment utilisée pour caractériser le bruit d'une électronique de lecture de charge. Plus l'ENC sera faible et plus la contribution de l'électronique à la résolution sera faible, et donc l'électronique performante. Le rapport  $\frac{S}{B}$  peut alors s'écrire en fonction de la charge détectée  $Q$  et de l'ENC :

$$\frac{S}{B} = \frac{Q}{ENC} \quad (2.48)$$

**Le bruit thermique** Le bruit thermique est dû à l'agitation thermique des porteurs de charges. Il est généré dans tout matériau conducteur. Ce bruit thermique, baptisé  $ENC_t$ , est dû à la résistivité du transistor d'entrée. Le calcul de cette contribution [11] donne :

$$ENC_t = \frac{8}{3} kT \frac{1}{g_m} \frac{C_t^2}{q^2 \tau_0} g(n) \quad (2.49)$$

où  $g_m$  est la transconductance du transistor,  $C_t$  la capacité totale de toute la chaîne d'acquisition, y compris la capacité du détecteur et la capacité due aux connexions, et  $g(n)$  est une fonction adimensionnelle dépendant du nombre d'intégrateurs.



**Le bruit de grenaille** Le bruit de grenaille est dû aux fluctuations du nombre de porteurs de charge dans les jonctions semi-conducteurs, et donc dépend du courant de fuite  $i_L$ . Cette contribution baptisée  $ENC_g$  peut être calculée [111] :

$$ENC_p = 2qi_L\tau_0f(n) \quad (2.50)$$

$f(n)$  est une fonction adimensionnelle dépendant du nombre d'intégrateurs. Nous pouvons remarquer que les deux contributions que nous venons de décrire dépendent du temps d'intégration des intégrateurs, l'une au numérateur et l'autre au dénumérateur. La recherche du bruit minimum mènera à un compromis entre ces deux contributions.

**Le bruit 1/f** Une autre source de contribution est la capture des porteurs de charges d'un courant continu par les défauts cristallins des composants, ce bruit étant appelé bruit 1/f. Comme précédemment, sa contribution, baptisée  $ENC_f$  peut être calculée [111] :

$$ENC_f = \frac{K_f}{WLC_{OX}^2} \frac{C_t^2}{q^2} h(n) \quad (2.51)$$

Dans cette équation,  $h(n)$  est une fonction adimensionnelle dépendant un peu du nombre d'intégrateurs.  $K_f$ ,  $W$ ,  $L$  et  $C_{OX}$  sont des caractéristiques des transistors utilisés, respectivement un paramètre dû au procédé de fabrication, les largeurs et longueurs du canal de conduction et la capacité de l'oxyde du MOS par unité de surface.

## Conclusion

Une chaîne classique de lecture électronique a été présentée. Cette chaîne se compose, outre le détecteur, d'un pré-amplificateur et d'un étage de mise en forme et d'amplification, avant de mener à l'enregistrement à proprement parler. Une chaîne d'électronique est principalement définie par son gain, son temps d'intégration du signal et le bruit électronique, l'ENC, qui lui est associé.

Ce bruit possède plusieurs composantes, bruit thermique, de grenaille et 1/f, et se doit d'être le plus petit possible vis-à-vis du signal. Etant donné les différentes contributions, l'ENC fait l'objet d'un compromis entre plusieurs grandeurs, notamment le temps d'intégration du signal.

### 2.1.6 Conclusion

Dans cette partie, nous avons suivi tout le processus de lecture du signal d'ionisation du xénon liquide. Nous avons commencé par la recombinaison des paires électron-ion, qui constitue le facteur intrinsèque limitant la résolution en énergie du xénon liquide. L'unique manière de réduire un peu l'effet de ce facteur est d'augmenter le champ électrique appliqué.

Une fois que les électrons ont échappé à la recombinaison, ils dérivent dans le xénon liquide sous l'effet du champ électrique. Nous avons dans la suite discuté de cette dérive. Le temps de dérive, plutôt long puisqu'il dure plusieurs microsecondes, ce délai variant avec les dimensions du détecteur, constitue le temps mort principal du détecteur. Il peut-être réduit faiblement par l'augmentation du champ électrique. Au cours de la dérive, les électrons vont diffuser et le nuage électronique va s'élargir. Ce phénomène ne joue que très peu sur la résolution spatiale du détecteur, grâce au grand taux de production de charges dérivantes.

Nous avons alors abordé la capture des électrons par la présence d'espèces chimiques autre que le xénon liquide. Ces captures constituent un problème majeur dans l'utilisation du xénon liquide, puisque de faibles quantités d'impuretés, de l'ordre de quelques dizaine de ppb, suffisent à dégrader le signal. Il est donc nécessaire d'enlever ces impuretés du xénon ; c'est ce que l'on nomme la purification du xénon.

Le sujet suivant de notre discussion a été la collecte du signal électronique, une fois que les électrons ont terminé leur dérive. Ce recueil est fait par la lecture sur une électrode du courant induit par le mouvement des électrons. Nous avons ici présenté la manière dont les chambres d'ionisation à plaques parallèles à grille utilisent cette induction du signal.

Nous avons terminé par la manière dont le signal induit est recueilli par l'électronique de lecture. Cette électronique doit amplifier et mettre en forme le signal, et ce en minimisant la dégradation du signal par ses différentes composantes.

## 2.2 La Chambre à Projection Temporelle de XEMIS

Le télescope Compton doit collecter quatre informations pour chaque interaction qui a lieu dans le volume actif : l'énergie déposée  $E$  et les coordonnées spatiales  $(x, y, z)$  de l'interaction. Pour faire cela, le détecteur de XEMIS utilise le principe de la chambre à projection temporelle, ou TPC (pour Time Projection Chamber). Nous allons débiter cette partie en expliquant le principe d'une TPC. Nous poursuivrons alors en exposant les différents composants de la TPC utilisée dans XEMIS.

### 2.2.1 Principe de la chambre à projection temporelle

Le principe de la TPC a originellement été développé pour des détecteurs gazeux par Nygren du Lawrence Berkeley Laboratory [112]. L'idée d'utiliser une TPC avec un gaz noble liquide, de l'argon en l'occurrence, a été proposée par Rubbia en 1977 [113].

Le principe de la TPC au xénon liquide est illustré par la figure 2.13. Une particule incidente, par exemple un photon gamma, pénètre dans le xénon liquide par l'anode qui constitue la fenêtre d'entrée et interagit avec le milieu. Il s'ensuit une ionisation du xénon, et donc un signal de scintillation. Les photons UV sont détectés par le photomultiplicateur. La distance entre le lieu de l'interaction et le photomultiplicateur est petite devant la vitesse de propagation des photons, ce qui nous permet de considérer que le temps d'arrivée des photons au PM est équivalent au temps de la recombinaison des paires électron-ion et donc au temps d'interaction  $t_0$ .

Une différence de potentiel entre la cathode et l'anode crée un champ électrique. En appliquant un champ électrique de l'ordre du  $\text{kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ , une partie des recombinaisons est empêchée. Il en résulte une dérive des porteurs de charges, ions et électrons. L'ensemble de lecture du signal issu de la dérive des électrons est composé d'une micro-grille et d'une anode segmentée. La micro-grille a pour rôle d'écranter le signal des électrons à l'anode jusqu'à ce que les électrons la franchissent. L'anode lit alors le signal induit par la dérive des électrons. Ce signal est proportionnel au nombre d'électrons qui dérivent et donc de l'énergie  $E$  déposée dans l'interaction. L'anode est segmentée en plusieurs pixels, ce qui permet de relever les coordonnées de l'interaction dans le plan de l'anode, soit  $x$  et  $y$ . Le temps d'arrivée du signal électronique,  $t_1$ , donne le temps de dérive des électrons. En connaissant la vitesse de dérive des électrons,  $v_{\text{dérive}}$ , la coordonnée  $z$  est calculée grâce à l'équation suivante :

$$z = v_{\text{dérive}} \cdot (t_1 - t_0) \quad (2.52)$$

En résumé, la TPC au xénon liquide, telle que celle utilisée dans XEMIS, mesure les quatre informations, que sont l'énergie  $E$  et les coordonnées  $x$ ,  $y$  et  $z$ , nécessaires à un télescope Compton. Pour cela, le signal de scintillation est utilisé pour le déclenchement de l'acquisition et le signal d'ionisation pour recueillir les informations sur l'énergie et la position.

Abordons maintenant le prototype de chambre à projection temporelle développé pour XEMIS. Cet appareil de petite dimension constitue le prototype de démonstration de faisabilité du concept de détecteur développé à Subatech.

La surface active de l'anode fait  $2,56 \times 2,56 \text{ cm}^2$ . La hauteur de la chambre est de 12 cm. Une telle hauteur fait l'objet d'un compromis entre pouvoir d'arrêt de la TPC et efficacité de déclenchement de l'acquisition. 88% des photons d'une énergie de 1,025 MeV interagiront au moins une fois dans 12 cm de xénon liquide, ce qui est supérieur au pouvoir d'arrêt du cristal d'une caméra TEMP actuelle. Le PM qui déclenche l'acquisition se trouve diamétralement opposé à la face d'entrée des photons. Il présente donc un angle solide relativement petit aux photons qui sont émis en tout début de chambre. Une hauteur plus importante diminuerait encore cet angle

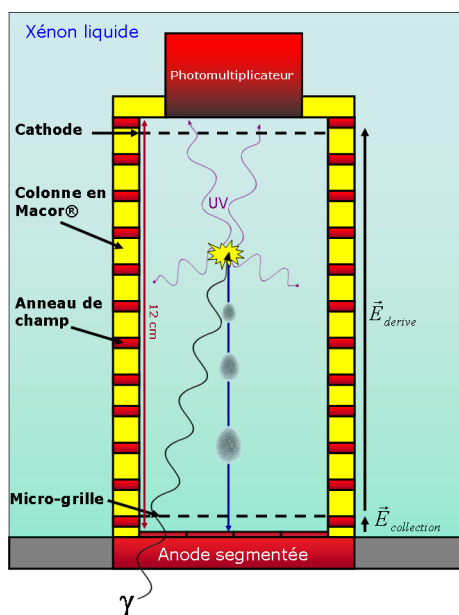


FIGURE 2.13 – Schéma de principe de la chambre à projection temporelle

solide et donc l'efficacité de déclenchement.

La figure 2.14 nous montre la TPC. Énumérons de haut en bas les différents composants qui la constituent. En premier lieu vient le PM, qui sert à détecter le signal de scintillation du xénon liquide et à déclencher l'acquisition. Trois millimètres sous le PM est située une microgrille qui sert de cathode pour établir un champ électrique de dérive. Cette microgrille possède une grande transparence optique afin de laisser passer les photons vers le PM. L'espace de dérive est ensuite encadré par une série d'anneaux en cuivres. Ces anneaux servent à assurer l'uniformité du champ électrique de dérive sur toute sa hauteur et sa largeur. Ils sont appelés anneaux de champ. Un ensemble MICROMEGAS (MICROMESH Gaseous Structure) est ensuite placé afin de lire le signal d'ionisation. Cette structure est premièrement composée d'une microgrille, qui sert à l'établissement du champ électrique de dérive et aussi de grille de Frisch. Une anode segmentée est ensuite placée afin de recueillir le signal induit par les charges qui dérivent. Cette anode sert de fenêtre d'entrée aux photons gamma incidents. Une électronique front-end de lecture IDeF-X est située de l'autre côté de l'anode. La structure qui maintient l'ensemble est composée de colonnes de céramique Macor, choisie pour sa résistance thermique et son faible dégazage. L'empilement du montage est assuré par des ressorts en acier inoxydable qui, en se contractant par le froid, vont plaquer l'ensemble vers le flasque en acier sur lequel est fixé la TPC. Nous allons maintenant aborder successivement plus en détail ces différents composants.

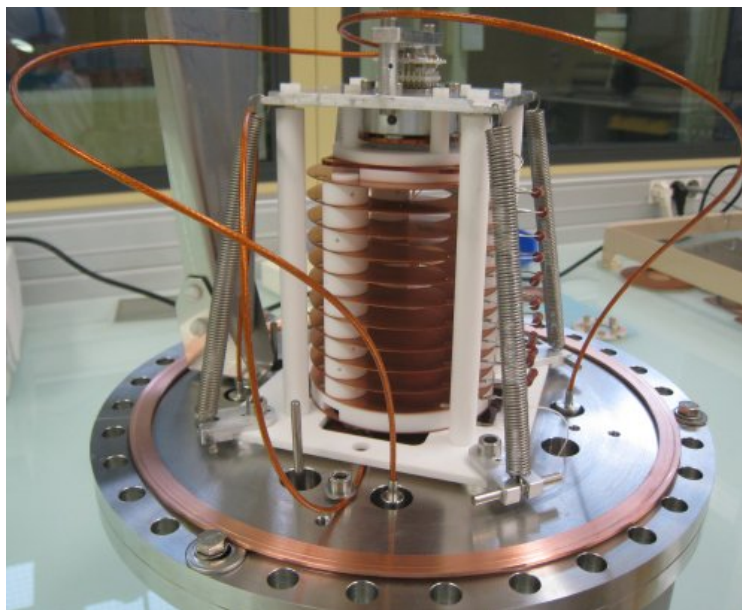


FIGURE 2.14 – Vue de la TPC de XEMIS

### 2.2.2 Le photomultiplicateur, déclencheur de l'acquisition

La détection du signal de scintillation du xénon liquide sert de déclenchement à l'acquisition et à déterminer le temps de l'interaction. Le signal de scintillation n'est pas utilisé pour mesurer l'énergie déposée.

Afin de détecter ces photons UV, nous utilisons un PM commercialisé par la société Hamamatsu, le modèle R7600-06MOD-ASSY. Il s'agit d'un PM spécialement conçu pour ce type d'application, qui présente des performances intéressantes. Il fonctionne à la température du xénon liquide, peut y être immergé et détecte efficacement dans le domaine de l'UV. Sa fenêtre d'entrée qui est en quartz fait  $28 \times 28 \text{ mm}^2$  et la surface de sa photocathode, qui constitue sa zone active, est de  $18 \times 18 \text{ mm}^2$ . Cette photocathode est bi-alcaline et possède une bonne efficacité quantique de 38% pour des photons de 175 nm. À la température du xénon liquide, le gain est de l'ordre de  $10^6$  pour une tension de 750 V.

#### Un photomultiplicateur gazeux cryogénique pour le xénon liquide

L'utilisation de PMT est intéressante pour des prototypes de petite dimension. Dans le cas d'une TPC à grand champ de vue, cependant, il faut un grand nombre de PMT pour couvrir la surface, ce qui augmente considérablement le prix de ce genre d'utilisation.

Un travail de développement d'un photomultiplicateur gazeux (GPM, pour Gaseous PhotoMultiplier) cryogénique doté d'une photocathode solide d'iodure de césium est en cours au laboratoire Subatech [114]. L'utilisation d'un GPM monolithique de grande surface au lieu d'une

matrice de PMT permettrait de maximiser la surface de détection sans zone morte et d'assurer une segmentation virtuelle du xénon liquide dans le but de réaliser un déclenchement localisé de l'acquisition du signal d'ionisation, et ce à un moindre coût.

Lors d'un précédent travail de thèse, plusieurs prototypes de GPM cryogéniques ont été développés. La figure 2.15 montre la géométrie d'un GPM hybride, constitué de plusieurs étages de différentes microstructures. La fenêtre d'entrée de l'appareil est en quartz ou en  $\text{BaF}_2$ , laissant passer les photons UV. Le premier étage de microstructure est constitué d'un THGEM (Thick Gaseous Electron Multiplier), sur lequel a été déposé une couche de CsI. Cette couche sert de photocathode, un photon incident y arrachant un électron. Les électrons ainsi obtenus vont être collectés par les lignes de champs, amplifiés une première fois dans un étage PIM (Parallel Ionization Multiplier), puis amplifiés une seconde fois et collectés dans un MICROME GAS. Le mélange gazeux utilisé est composé de néon et de méthane ( $\text{CH}_4$ ) ou de tétrafluorométhane ( $\text{CF}_4$ ). La géométrie présentée a été testée avec succès à la température du xénon liquide. Des gains très intéressants, montant jusqu'à  $5 \cdot 10^6$ , y ont été mesurés.

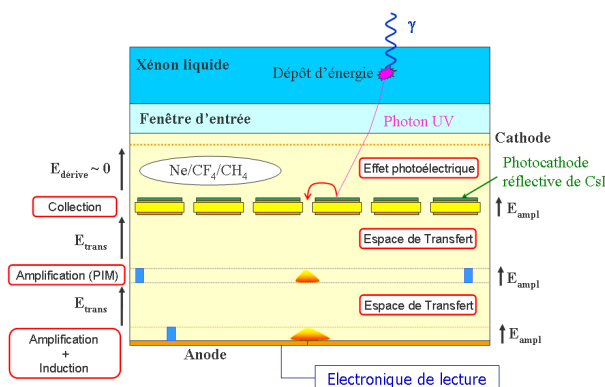


FIGURE 2.15 – Schéma en coupe de l'architecture d'un GPM hybride

### 2.2.3 Les anneaux de champ

Le rôle des anneaux de champ est d'uniformiser le champ électrique de dérive. Au nombre de douze, les anneaux de champs sont en cuivre et sont séparés les uns des autres d'une distance d'un centimètre. Chaque anneau est relié à un autre par une résistance de  $1\text{G}\Omega$ . La figure 2.16 nous montre la simulation du champ électrique obtenu avec ces anneaux, pour une dimension. Nous pouvons y voir que le champ électrique situé au-dessus de l'anode est bien uniforme. Les irrégularités ne sont présentes qu'au voisinage des anneaux, en dehors du volume actif constitué par le volume situé au dessus de la surface active de l'anode, et sont inférieures au pourcent.

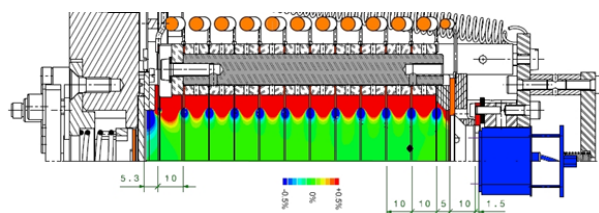


FIGURE 2.16 – Simulation du champ électrique de dérive dans la TPC de XEMIS.

## 2.2.4 Un MICROMEGAS dans le xénon liquide

Le détecteur MICROMEGAS, pour MICROMesh Gaseous Structure, est à l'origine un détecteur gazeux à micro-pistes fonctionnant en régime proportionnel prévu pour la détection de particules chargées [115]. Il est basé sur le principe d'une chambre d'ionisation parallèle avec une grille.

Le choix technologique pour la détection du signal d'ionisation dans XEMIS a été d'appliquer le concept du MICROMEGAS non plus dans le gaz mais dans le xénon liquide. En effet, la fenêtre d'entrée de la TPC est constituée par l'anode. Un photon gamma incident doit traverser toute la structure de détection du signal d'ionisation sans interagir afin de pouvoir être détecté dans le volume actif. Plus cette structure est compacte et plus l'efficacité de détection de la TPC sera importante. De ce point de vue, les détecteurs MICROMEGAS sont idéaux puisqu'ils sont très compacts.

La structure MICROMEGAS utilisée dans XEMIS est composée d'une anode segmentée et d'une micro-grille séparées d'une distance comprise en 50 et 300  $\mu\text{m}$ . L'espace compris entre l'anode et la grille est remplie de xénon liquide. Pour donner un ordre d'idée, moins de 0,5% des photons possédant une énergie de 1 MeV interagissent dans un espace de 300  $\mu\text{m}$ . Outre cette faible atténuation du flux de photons entrants, ces petites distances permettent d'atteindre très rapidement des champs électriques importants entre la grille et l'anode, de l'ordre de plusieurs dizaines de  $\text{kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ . Cela permet d'assurer une transparence de la micro-grille optimale. La micro-grille est très fine, de l'ordre de 5  $\mu\text{m}$  ou moins, et percée de trous de quelques dizaines de microns de diamètre. Cette grille est utilisée comme grille de Frisch.

En effet, contrairement aux détecteurs gazeux originaux, le MICROMEGAS au xénon liquide de XEMIS n'effectue pas d'amplification du signal d'ionisation par avalanche électronique. Ce phénomène d'avalanche, qui nécessite des champs électriques très importants, a bien été observé dans le xénon liquide, mais uniquement dans des chambres à fils et de façon peu reproductible. Pour l'heure, ces avalanches électroniques n'ont pas été effectuées avec un détecteur à micro-structure. Cependant, l'énergie moyenne d'ionisation du xénon liquide est faible, de l'ordre de 15,6 eV par paires électron-ion, ce qui assure un signal d'ionisation assez important pour être facilement détectable sans amplification. Il reste cependant à assurer un bruit électronique le plus faible possible pour garantir de bonnes performances.



Paramètre	Valeurs		
	70 LPI	500 LPI	670 LPI
Largeur du trou ( $\mu\text{m}$ )		39,1	26,2
Largeur du barreau ( $\mu\text{m}$ )		11,7	11,7
Pas ( $\mu\text{m}$ )	365	50,8	37,9
Épaisseur de la grille( $\mu\text{m}$ )	5	5	5
Transparence optique (%)	90	59	48

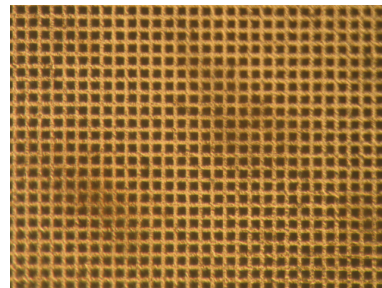


FIGURE 2.17 – Caractéristiques de grilles électroformées

### Les micro-grilles

Les micro-grilles utilisées présentent globalement toutes les mêmes caractéristiques, elles sont d'une épaisseur de l'ordre de 5 microns, sont en cuivre ou en nickel et ont un maillage très fin. Cela leur permet d'une part une grande transparence optique et d'autre part une bonne transmission des charges. Les micro-grilles utilisées sont principalement de deux types : les grilles électroformées et les grilles obtenues par gravage chimique.

Les grilles électroformées, par exemple fabriquées par la société Precision Eforming LLC, sont des micro-grilles constituées de barreaux de métal, du cuivre ou du nickel, entrecroisés pour former des trous carrés. Ces grilles possèdent de nombreuses géométries, le nombre de barreaux par pouce allant de 5 à 2000 LPI (Line Per Inch). Le tableau 2.17 résume les caractéristiques de plusieurs géométries de grilles utilisées dans la TPC.

Les grilles gravées par procédés chimiques, baptisées ici grille CERN car étant fabriquées au CERN, présentent des trous circulaires suivant des mailles carrées. Le tableau 2.18 présente leur caractéristiques géométriques. Ces grilles peuvent bénéficier de plots cylindriques en kapton d'une hauteur de 25 ou 50 microns servant à assurer l'espace entre la grille et l'anode.

Plusieurs configurations de grilles ont été testées dans XEMIS. Les micro-grilles utilisées pour le système MICROMEGAS sont généralement des grilles électroformées de 500 ou 670 LPI, ou des grilles CERN avec des plots de 50 microns. La cathode de la TPC est aussi une micro-grille, celle-ci étant une grille de 70 LPI avec une transparence optique de 90% pour permettre le passage des photons UV vers le PM.. La cathode est placée à 1 cm du PM. Entre les deux, une autre grille de 70 LPI est placée à 1 millimètre du PM. Son rôle est de protéger le PM, étant donné que des tensions de l'ordre de 24 kV sont appliquées sur la cathode. La transparence optique de ce jeu de deux grilles est de 81 %.



Paramètre	Valeurs
Largeur du trou ( $\mu\text{m}$ )	30
Pas ( $\mu\text{m}$ )	60
Épaisseur de la grille ( $\mu\text{m}$ )	5
Hauteur des plots de kaptons ( $\mu\text{m}$ )	50
Diamètre des plots de kaptons ( $\mu\text{m}$ )	50
Transparence optique (%)	22,7

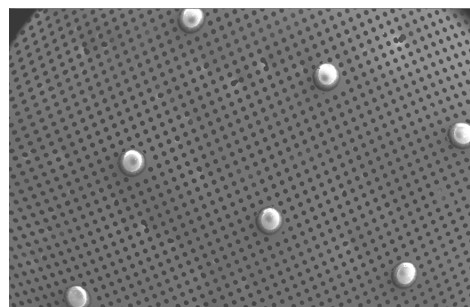


FIGURE 2.18 – Caractéristiques de grilles CERN

### 2.2.5 L'anode segmentée

L'anode de la TPC de XEMIS fait l'objet de contraintes fortes qui nécessitent un travail de développement particulièrement innovant. En effet, cette anode sert d'entrée aux photons, elle doit donc être relativement fine et peu dense afin d'atténuer au minimum le flux de photons. De plus, l'un des côtés de l'anode fait face à du xénon liquide tandis que l'autre face est exposée au vide. L'anode doit donc résister mécaniquement à une différence de pression de l'ordre de 1 à 2 bar, avec une faible déformation tolérée. La TPC fonctionne à une température de  $\approx 165$  K, l'anode doit donc résister mécaniquement au froid. Étant collée sur un flasque d'acier, les matériaux de l'anode doivent avoir les mêmes coefficients de dilatation thermique pour rester solidaire au flasque lors des descentes en froid. Enfin, cette anode, qui doit être segmentée afin de fournir une information sur la position en  $x$  et en  $y$  des interactions, doit aussi transmettre les charges induites sur ses pixels à l'électronique de lecture, et ce en minimisant le parcours du signal afin d'avoir un bruit électronique le plus faible possible.

Nous allons aborder la structure de l'anode conçue pour tenir ce cahier de charges, puis montrer des résultats de tests de résistance à la pression et au froid qui ont été effectués lors de la validation du concept de l'anode.

#### Structure de l'anode segmentée

L'anode de la TPC est segmentée en seize pixels, ou pads. La zone active fait  $2,56 \times 2,56$  cm<sup>2</sup>, soit un pouce par un pouce. L'anode fait une épaisseur de 2,7 mm et est composée de plusieurs couches qui sont visibles sur la figure 2.19. La couche supérieure, celle qui fait l'interface avec le xénon, est baptisée TOP et est en cuivre. La couche suivante est en céramique rogers RO4350d. Ce type de céramique présente comme qualités une bonne résistance aux chocs thermiques, une bonne résistance mécanique et d'être isolante. Son coefficient de dilatation thermique est de  $15 \text{ K}^{-1}$ , ce qui est très proche de ceux de l'acier inoxydable utilisé pour fabriquer le flasque et du cuivre,  $17 \text{ K}^{-1}$ . Ces coefficients très proches permettent à l'anode de ne pas se désolidariser du flasque en acier lors des descentes en froid. La couche qui suit est une couche de cuivre, baptisée L1. Les pixels de la couche TOP sont reliés à une languette

en cuivre sur la couche L1 par un via en cuivre. Vient ensuite une couche en prépreg. Le pré-preg, abréviation de préimprégné, est constitué de fibres de verre imprégnées de résine. Cette couche sert de colle entre deux couches de rogers. Cette succession de couches se répète trois fois dans l'épaisseur de l'anode, jusqu'à une ultime couche de céramique et de cuivre, cette dernière baptisée BOTTOM. Nous pouvons noter sur la figure 2.20 que les différentes couches L de cuivre sont quadrillées. Le rôle de ces couches est de blinder l'anode. Cela permet de limiter les rayonnement électromagnétiques issus de la TPC, dûs aux alimentations et aux tensions sur les grilles, qui pourraient perturber les signaux lus par l'électronique front-end située de l'autre côté de l'anode. D'autre part, le quadrillage permet un bon collage entre le prépreg et la céramique. La structure de l'anode est un empilement symétrique dans sa largeur. Cela permet de limiter les efforts mécaniques dûs à la dilatation thermique.

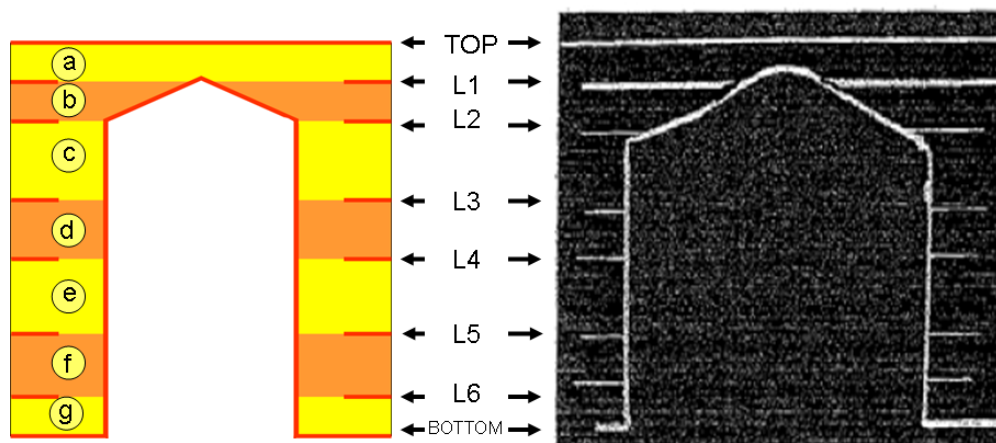


FIGURE 2.19 – Coupe transversale de l'anode segmentée. À gauche un schéma de la coupe, à droite une photographie d'une coupe. Les couches a, c, e et g sont en céramique. Les couches b, d et f sont en prépreg.

La figure 2.21 nous montre la manière dont le signal induit sur un pad est transmis à l'envers de l'anode. Les charges induites sur le pixel vont d'abord migrer vers un via cuivré, ce via débouchant ensuite sur la couche L1. Les charges vont alors passer dans un trou dont la surface est métallisée. Nous pouvons observer sur le schéma de L1 de la figure 2.20 que chaque pixel possède son via et son trou individuel. Cette architecture est nécessaire étant donné les conditions de fabrication de l'anode. Les différentes couches sont tout d'abord pressées. Les trous sont ensuite percés. La précision sur le perçage n'est pas assez bonne pour percer directement jusqu'à la surface cuivrée tout en garantissant que le forêt ne perce pas cette surface. Le perçage se fait donc jusqu'à la couche L1. Le via est percé au laser, puis la couche TOP est métallisée. Les charges vont migrer jusqu'à la couche BOTTOM, où chaque trou possède une languette cuivrée. C'est sur cette languette que se posera le connecteur Cinch qui assurera la transmission

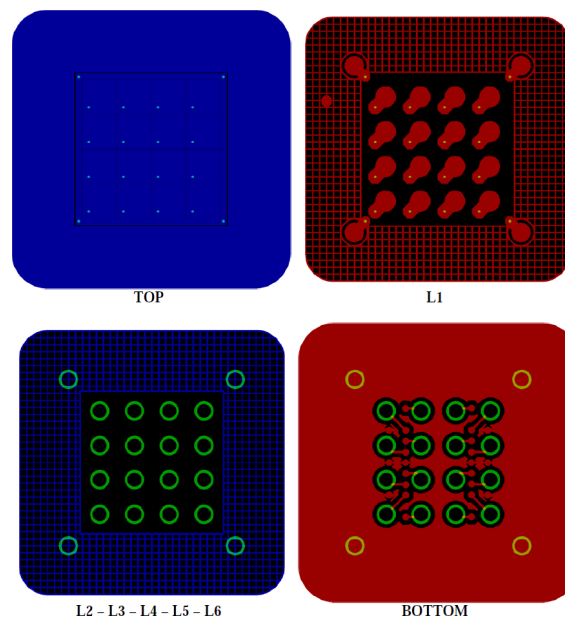


FIGURE 2.20 – Schéma des différentes couches métalliques de l'anode segmentée. La couche TOP est au contact du xénon liquide et est constituée d'un dépôt de cuivre. La couche L1 sert de liaison entre le via issu du pas et le trou métallisé conduisant à la dernière couche. Les couches L2 à L6 sont des quadrillages de cuivre afin de faciliter le collage entre le prépreg et la céramique. Ces quadrillages ne touchent pas le trou. BOTTOM est la dernière couche, constituée notamment de pastilles servant de liaison entre le trou et le connecteur Cinch.

des charges vers l'électronique front-end.

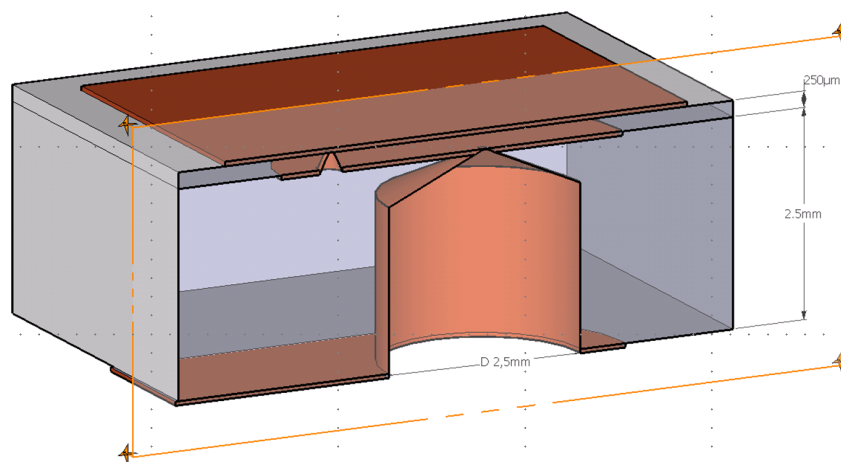


FIGURE 2.21 – Schéma des différentes structures présentes pour un pixel de l'anode segmentée

### Test pression-température de l'anode

Des tests ont été menés afin d'évaluer la résistance à la pression de l'anode lors de descentes en température, et de mesurer la déformation qui en découle. Une anode a donc été collée sur un petit flasque en acier et l'ensemble enfermé dans une petite enceinte en acier. Un léger vide a été maintenu du côté de l'envers de l'anode et de l'hélium est injecté de l'autre côté, à différentes pressions. La déformation du centre de l'anode était mesurée avec un comparateur. La pression a été montée de 0 à 6 bar puis redescendue en trois cycles successifs, et ce une fois à température ambiante puis à 153 K, le système étant refroidi à l'azote liquide. Il n'y a pas eu de rupture mécanique et nous pouvons voir sur les figures 2.22 et 2.23 que la déformation au centre est inférieure à 10  $\mu\text{m}$  pour des pressions inférieures à 2 bar, soit la gamme de pression de fonctionnement du prototype. Une déformation de cet ordre de grandeur est tout à fait satisfaisante, étant donné que le connecteur Cinch tolère une variation  $\approx 100 \mu\text{m}$ .

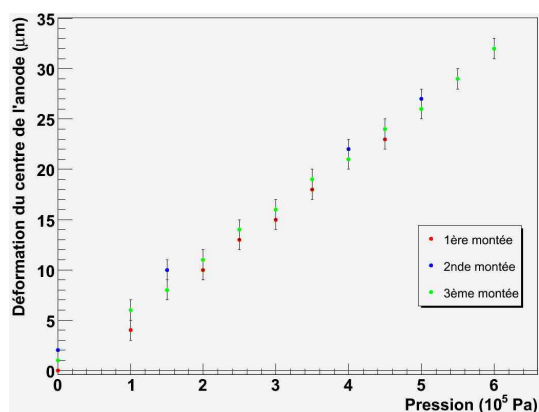


FIGURE 2.22 – Mesure de la déformation du centre de l'anode selon la pression, à température ambiante et au cours de trois montées en pression

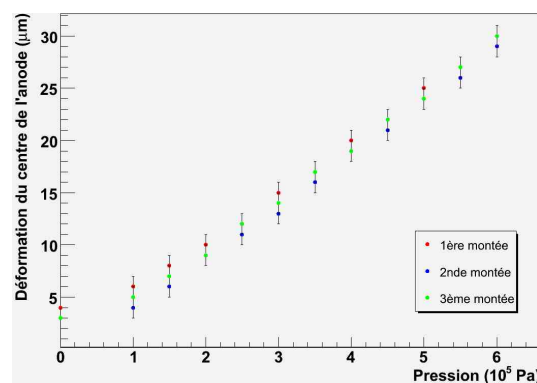


FIGURE 2.23 – Mesure de la déformation du centre de l'anode selon la pression, à  $-120 \text{ }^{\circ}\text{C}$  et au cours de trois montées en pression

#### 2.2.6 L'électronique de lecture front-end : IDeF-X

Nous avons vu précédemment que dans la TPC de XEMIS, le signal d'ionisation issu du xénon liquide n'est pas amplifié dans le détecteur. Il est donc particulièrement important d'avoir un faible bruit électronique de la chaîne d'acquisition afin de préserver une bonne résolution en énergie. Pour cela, le choix a été fait de placer une électronique de lecture bas-bruit au plus près possible de l'anode. Cela permet de minimiser la dégradation du signal lors de son transport avant sa mise en forme. Les contraintes expérimentales sont donc particulièrement fortes sur cette électronique front-end. Elle doit fonctionner dans le vide, à une température proche de celle du xénon liquide et posséder un faible bruit électronique, de l'ordre de 200 électrons, ce

qui correspond au nombre de paires électron-ion créées lors d'un dépôt d'énergie d'approximativement 3 keV.

Nous pouvons observer sur la figure 2.24 la géométrie de l'empilement de l'anode et de l'électronique front-end choisie afin de minimiser la distance de transport du signal. Des connecteurs Cinch sont utilisés pour effectuer la liaison entre l'envers de l'anode et la chaîne d'électronique. Ces connecteurs sont des ressorts en cuivre d'une hauteur de  $800\text{ }\mu\text{m}$ . Chaque connecteur est passé dans un trou fait dans une fine couche de plastique, qui sert à les maintenir. Le rôle de ces connecteurs est non seulement d'assurer la transmission des charges de l'anode vers l'électronique, mais aussi d'évacuer la chaleur de cette électronique vers le cryostat. En effet, l'électronique étant placée dans le vide, elle ne peut pas se refroidir par convection. La figure 2.25 illustre la façon dont ils sont disposés.

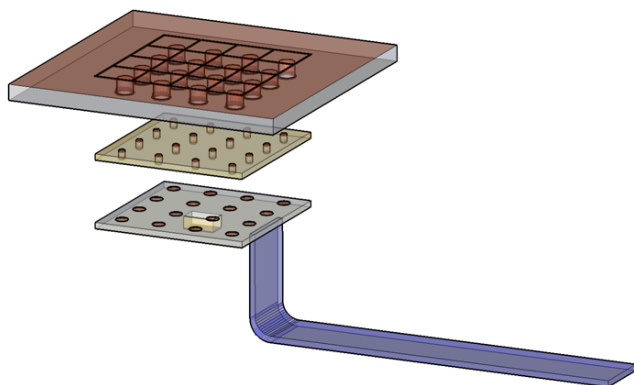


FIGURE 2.24 – Schéma de l'empilement de l'anode et de l'électronique front-end

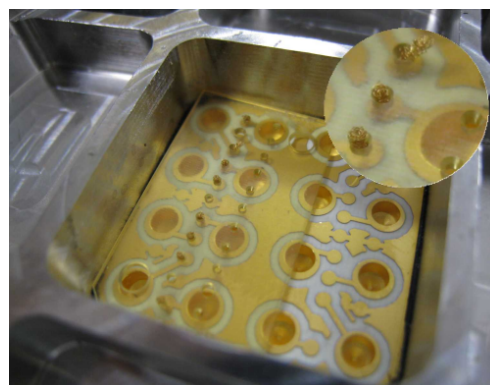


FIGURE 2.25 – Vue de l'envers de l'anode segmentée et zoom sur des connecteurs Cinch

L'électronique front-end utilisée dans XEMIS est un Asic baptisé IDeF-X (pour Imaging Detector Front-end for X rays). Il s'agit d'une électronique développée par une équipe du CEA afin de lire les signaux issus d'un détecteur au Cd(Zn)Te. Ce détecteur, baptisé Caliste [116], a pour fonction de faire de la spectroscopie X et gamma en étant embarqué à bord de satellites pour la mission Simbol-X. Pour ce faire, les asics IDeF-X ont été développés afin de servir d'électronique lecture bas-bruit et fonctionnant à des températures inférieures à  $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

La version d'IDeF-X que nous utilisons dans ce travail est la première génération développée, l'IDeF-X v1.0 [117]. Cette génération d'IDeF-X possède 16 voies de lectures analogiques. La figure 2.26 nous montre le schéma d'une voie de lecture d'un circuit IDeF-X. Le pré-amplificateur de charge comprend classiquement un amplificateur en parallèle avec une capacité de feedback  $C_f$ . Cette capacité est déchargée par un transistor de type PMOS. Celui-ci est équivalent à une résistance de plusieurs  $\text{G}\Omega$ , ce afin de minimiser le bruit thermique. Ce transistor nécessite un courant de fuite  $i_L$  sortant. Pour obtenir cela, chaque voie d'électronique possède sa source de courant  $i_c$  permettant de polariser l'entrée de la chaîne. À la sortie du PAC se trouve

Paramètres	Valeur
Taille du chip	$2355 \times 4040 \mu\text{m}$
Nombre de voies	16
Tension d'alimentation	3,3 V
Puissance dissipée	$2,26 \text{ mW} \cdot \text{voie}^{-1}$
Gaib	$\approx 200 \text{ mV} \cdot \text{fC}^{-1}$
Dynamique	$\pm 40 \cdot 10^3$ électrons
Temps de peaking ( $\mu\text{s}$ )	0,3 - 0,6 - 1,2 - 2,4 - 3,6 - 4,8 - 6 - 7,2 - 9,6

TABLE 2.3 – Principales caractéristiques de l'asic IDeF-X

un étage de compensation de pôle-zéro. Ce type de structure permet d'éviter le phénomène d'undershoot, c'est-à-dire un lobe négatif qui apparaît après une impulsion. Dans cet étage se situe également le différentiateur et une première amplification du signal. L'étage suivant effectue l'intégration du signal. Y sont placés en série deux filtres passe-bas de type Sallen & Key d'ordre 2. Il est possible de régler les constantes de temps de ces filtres et donc de choisir le temps de peaking du signal, entre 0,6 et 9,6  $\mu\text{s}$ , comme il est indiqué dans le tableau 2.3. On notera la présence d'une capacité d'injection  $C_{inj}$  en amont du PAC, qui permet d'injecter des pulses et de tester ainsi le fonctionnement de la voie d'électronique.

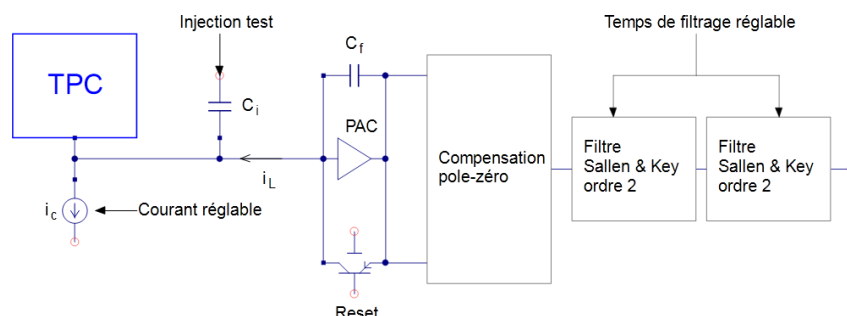


FIGURE 2.26 – Architecture du bloc analogique principal d'une voie de mesure dans les circuits IDeF-X [116]

L'asic est bondée sur un circuit imprimé sans boîtier et est protégée par une résine. Nous pouvons voir sur la figure 2.27 le circuit imprimé utilisé pour protéger l'asic contre des décharges éventuelles tenant place dans le détecteur. Le condensateur  $C_L$  sert à découpler le pad de l'asic afin de réduire la charge à évacuer en cas de décharge. La résistance  $R_{pd}$  permet de polariser le pad à la masse de l'IDeF-X et  $R_p$  protège l'entrée de l'asic en limitant le temps de montée du signal dû à la décharge.

En sortie de l'asic, le signal est transmis vers le circuit de polarisation de l'électronique par une nappe en kapton mesurant  $\approx 20$  cm. La nappe assure par la même occasion l'alimentation



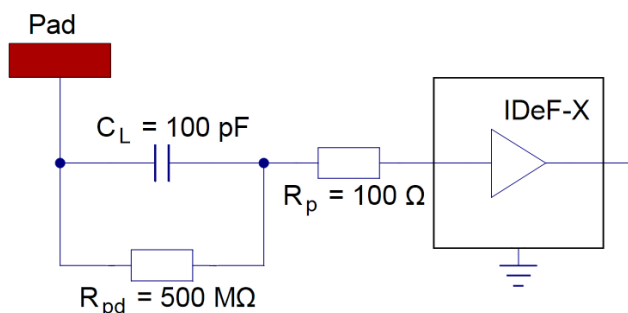


FIGURE 2.27 – Circuit de protection de l’IDeF-X contre les décharges

de l’électronique front-end. Nous pouvons observer sur la figure 2.28 le circuit sur lequel est fixé l’asic. Ce circuit est plaqué contre l’anode et les cinch par un ressort en acier, afin d’assurer un bon contact électrique. Sur la figure 2.29, nous pouvons voir le circuit de polarisation. À gauche de l’image nous voyons l’arrivée de la nappe kapton. En sortie de ce circuit, les signaux de chaque voie électronique sont transmis par des câbles LEMO FFA00. Nous pouvons voir sur la droite de la figure les seize câbles, derrière la tresse de masse. Ces câbles sortiront les signaux de l’enceinte d’isolement pour les transmettre à la carte d’acquisition.

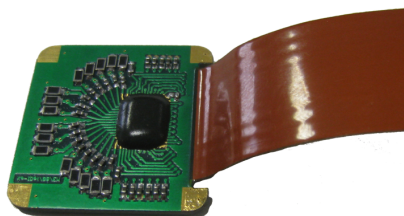


FIGURE 2.28 – Vue de l’électronique front-end

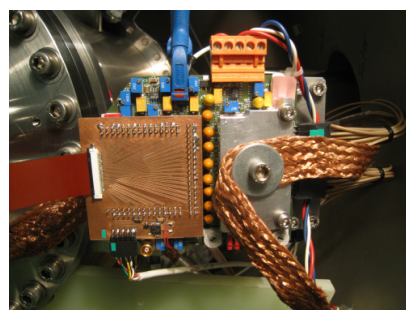


FIGURE 2.29 – Vue du circuit de polarisation de l’électronique front-end

## 2.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons tout d’abord abordé les différents processus tenant place dans la mesure du signal d’ionisation. Nous avons ainsi vu la dérive des électrons dans le xénon et le fait que la diffusion transverse des électrons, mal connue, va peu influencer sur la résolution spatiale en  $x$  et  $y$  du détecteur. La capture des électrons au cours de la dérive par des impuretés va quant à elle influencer sur la résolution en énergie de la TPC. Il nous faut limiter ces captures et donc purifier le xénon. Nous avons par la suite abordé les différentes manières de relever le

signal d'ionisation ainsi que la façon de le lire avec une chaîne d'électronique. Nous avons vu qu'un bruit électronique faible est nécessaire pour bénéficier d'une bonne résolution en énergie. Dans la dernière partie de ce chapitre, nous avons commencé par présenter le principe d'une chambre à projection temporelle. Dans ce type de détecteur, originellement gazeux, le signal de scintillation du xénon est détecté par un photomultiplicateur et sert à déterminer le temps de l'interaction entre la particule incidente et le milieu. Cette détection sert aussi à démarrer l'acquisition du signal issue de la dérive électronique. C'est la mesure du signal électronique qui permet de connaître l'énergie déposée dans l'interaction ainsi que la position de l'interaction dans le plan de l'anode. La différence de temps entre le temps d'arrivée et le temps de l'interaction permet alors de connaître la hauteur d'interaction. Une TPC fournit donc l'énergie et la position de l'interaction en trois dimensions, il est ainsi possible de faire un télescope Compton avec ce type de détecteur.

Pour terminer cette partie, nous avons présenté la TPC de XEMIS et le matériel qui la compose. Nous avons ainsi abordé le système de mesure du signal d'ionisation de XEMIS. Il s'agit d'une structure MICROMEGAS composée d'une micro-grille et d'une anode segmentée. La micro-grille sert de grille de Frisch afin d'avoir un signal électronique avec un temps de montée indépendant de la hauteur d'interaction et du signal ionique. N'ayant pas d'amplification du signal dans le xénon liquide, nous devons utiliser une électronique front-end bas-bruit. Nous avons présenté IDeF-X, l'électronique front-end que nous utilisons, qui fonctionne à basse température et possède un très faible bruit, dont nous présenterons la mesure au chapitre 4.



## Chapitre 3

### La cryogénie du xénon liquide

Dans ce chapitre, nous allons aborder la cryogénie nécessaire pour conserver le xénon sous phase liquide. Pour pouvoir envisager l'utilisation du xénon liquide pour de l'imagerie dans le cadre médical, il est nécessaire d'avoir une stabilité du xénon liquide sur de longues périodes et un appareil cryogénique proposant une répétitivité des opérations cryogéniques. Dans un premier temps, nous exposerons le prototype cryogénique utilisé pour XEMIS I, puis nous aborderons le comportement de ce prototype durant les différentes phases cryogéniques.

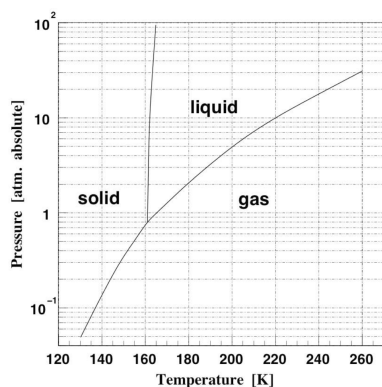


FIGURE 3.1 – Diagramme des phases du xénon [118]

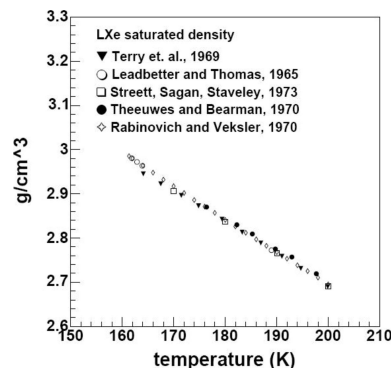


FIGURE 3.2 – Masse volumique du xénon liquide en fonction de la température. Données regroupées dans l'ouvrage de M. Vargaftik [119]

Le xénon est liquide à une température de 164,78 K pour une pression de  $10^5$  Pa (soit 1 bar), comme il est résumé dans le tableau 3.1. Nous pouvons aussi voir dans ce tableau, ainsi que sur la figure 3.1, qu'à cette pression, l'écart entre les phases liquides et solides est de 4 K. Cet écart est plutôt faible et implique un très bon contrôle de la température et de la pression du xénon durant les opérations cryogéniques. En effet, la solidification empêcherait l'utilisation du détecteur et causerait des dommages importants, notamment au PM. De plus, les appareils de détection plongés dans le xénon ne supportent pas des pressions trop élevées, notamment la

Propriétés	Valeurs
Masse volumique ( $\text{g}\cdot\text{m}^{-3}$ )	$2978\cdot 10^3$ (liquide, au point triple) $9,883\cdot 10^3$ (gaz)
Point triple	$T = 161,36$ et $P = 8,15\cdot 10^4$ Pa
Point d'ébullition	$T = 165,05$ et $P = 1\cdot 10^5$ Pa
Point de solidification	$T = 160,9$ et $P = 1\cdot 10^5$ Pa

TABLE 3.1 – Quelques propriétés thermodynamiques du xénon

fenêtre d'entrée de la TPC constituée par l'anode segmentée. En l'occurrence, afin d'éviter une rupture de l'anode, l'appareil cryogénique de XEMIS fonctionne à des pressions de l'ordre de  $\approx 1,1$ - $1,3$  bar, avec une limite de sécurité de l'ordre de 2 bar. La masse volumique du xénon, dont l'évolution selon la température est montrée sur la figure 3.2, vaut entre  $2,7$  et  $3 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ .

## 3.1 Description du prototype cryogénique

Le prototype cryogénique utilisé pour XEMIS I, illustré par les figures 3.3 et 3.4, peut être divisé en plusieurs parties qui ont plusieurs fonctions. Nous aborderons tout d'abord les éléments cryogéniques servant au maintien du xénon sous phase liquide. Après quoi nous parlerons du circuit effectuant la circulation et la purification du xénon. Nous terminerons en expliquant les différents systèmes de sécurité et de stockage du xénon.

### 3.1.1 Le circuit de liquéfaction du xénon

La partie du prototype chargée de liquéfier le xénon est principalement constituée du Pulse Tube Refrigerator, qui assure la liquéfaction à proprement parler. Nous pouvons cependant y ajouter le cryostat et l'enceinte à vide qui assurent le stockage du xénon sous sa phase liquide. Ce sont ces éléments que nous allons décrire dans la suite de cette partie.

#### Le Pulse Tube Refrigerator

Différentes méthodes peuvent être utilisées pour atteindre et maintenir la température de liquéfaction du xénon. Parmi les plus anciennes, on peut citer le bain de fréon, ou celui d'azote liquide. Cette dernière méthode a été très utilisée du fait de sa simplicité. Ces méthodes présentent comme inconvénient principal une faible stabilité en température et en pression du xénon liquide et l'approvisionnement constant en liquide calorifique. Une autre solution a été développée par une équipe du laboratoire KEK, le Pulse Tube Cryocooler (PRC), encore appelé Pulse Tube Refrigerator (PTR) [120]. Il s'agit de l'instrument cryogénique le plus utilisé actuellement dans les différentes expériences utilisant du xénon liquide. Parmi les avantages du PTR, on peut citer un faible encombrement pour une puissance cryogénique pouvant atteindre

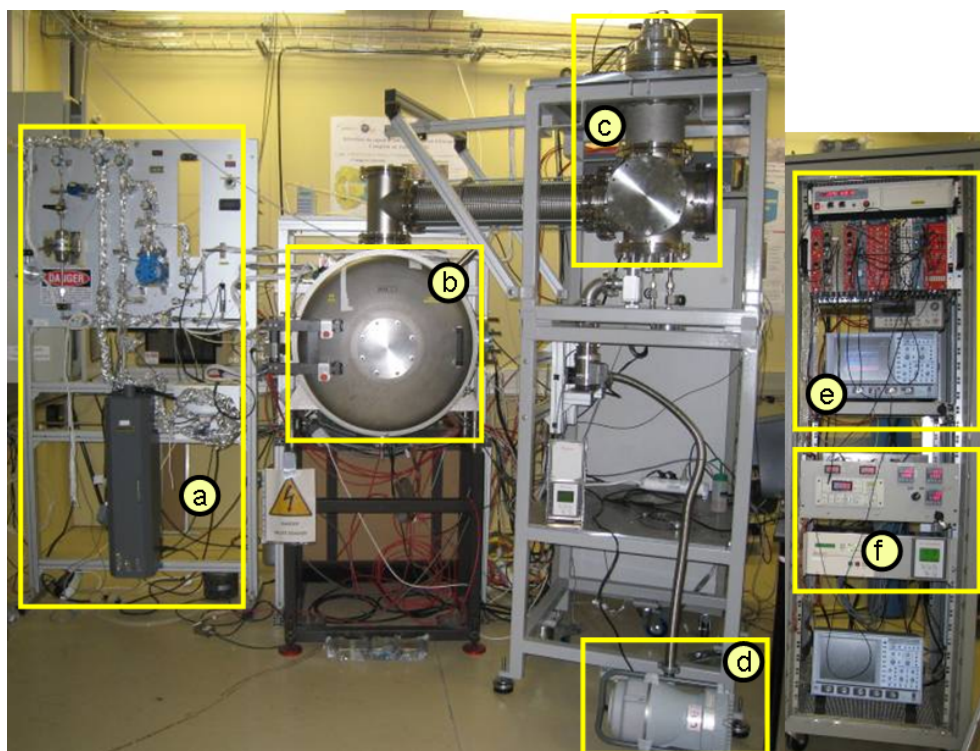


FIGURE 3.3 – Dispositif expérimental de XEMIS 1. De gauche à droite : a) Circuit de purification, b) Cryostat extérieur, c) Pulse Tube Cryocooler, d) Système de pompage auxiliaire, e) Système d'acquisition, f) Automate

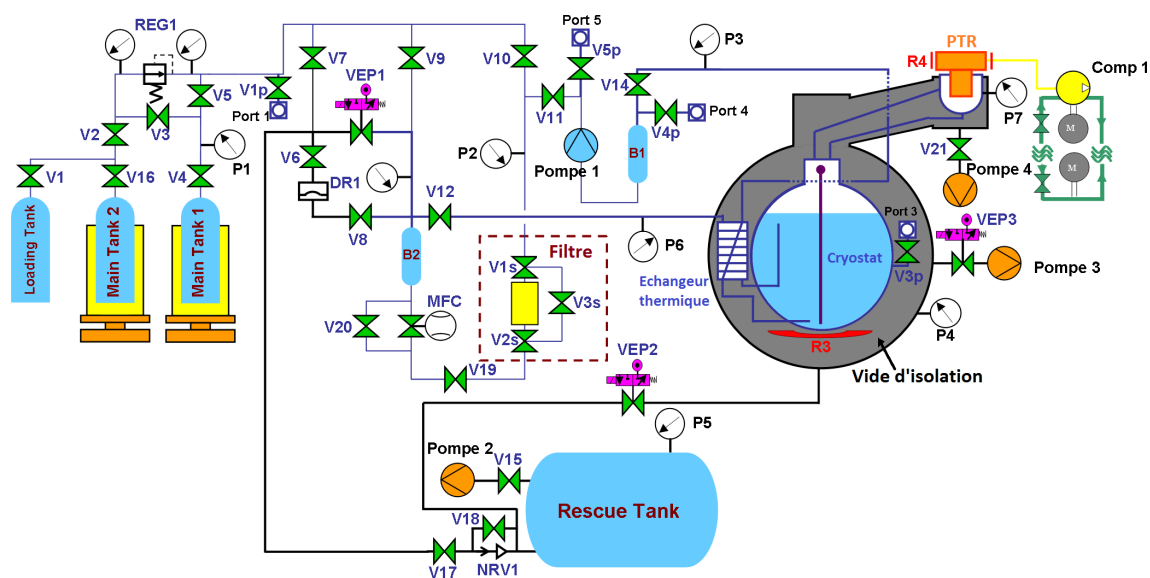


FIGURE 3.4 – Schéma du circuit cryogénique du xénon liquide

200 W ainsi qu'une excellente capacité de maintien de la stabilité de la température du xénon liquide.

Voyons maintenant comment est composé le PTR. L'appareil se divise en deux parties distinctes. Tout d'abord, il y a le compresseur à Hélium, dont la capacité détermine la puissance cryogénique de l'ensemble. En l'occurrence, le compresseur utilisé dans XEMIS possède une puissance de 100 W pour maintenir le xénon à une température de 165 K. Il s'agit du modèle CryoMini Compressor OW404 commercialisé par la société Iwatani. L'autre partie est la tête qui va liquéfier le xénon. Nous pouvons voir sur la figure 3.5 le schéma d'une coupe cette tête. Elle se compose de trois parties principales : le piston, le régénérateur et le pulse tube. Entre chacune de ces parties se situe un échangeur de chaleur. Enfin, le pulse tube est relié à un réservoir extérieur, appelé « buffer » et est accolé à la tête froide en cuivre qui est plongée dans le xénon gazeux. Cette tête froide est conçue pour maximiser les échanges de chaleur entre le cuivre et le gaz. D'autre part, un système de refroidissement par eau est utilisé afin d'évacuer la chaleur accumulée par le PTR.

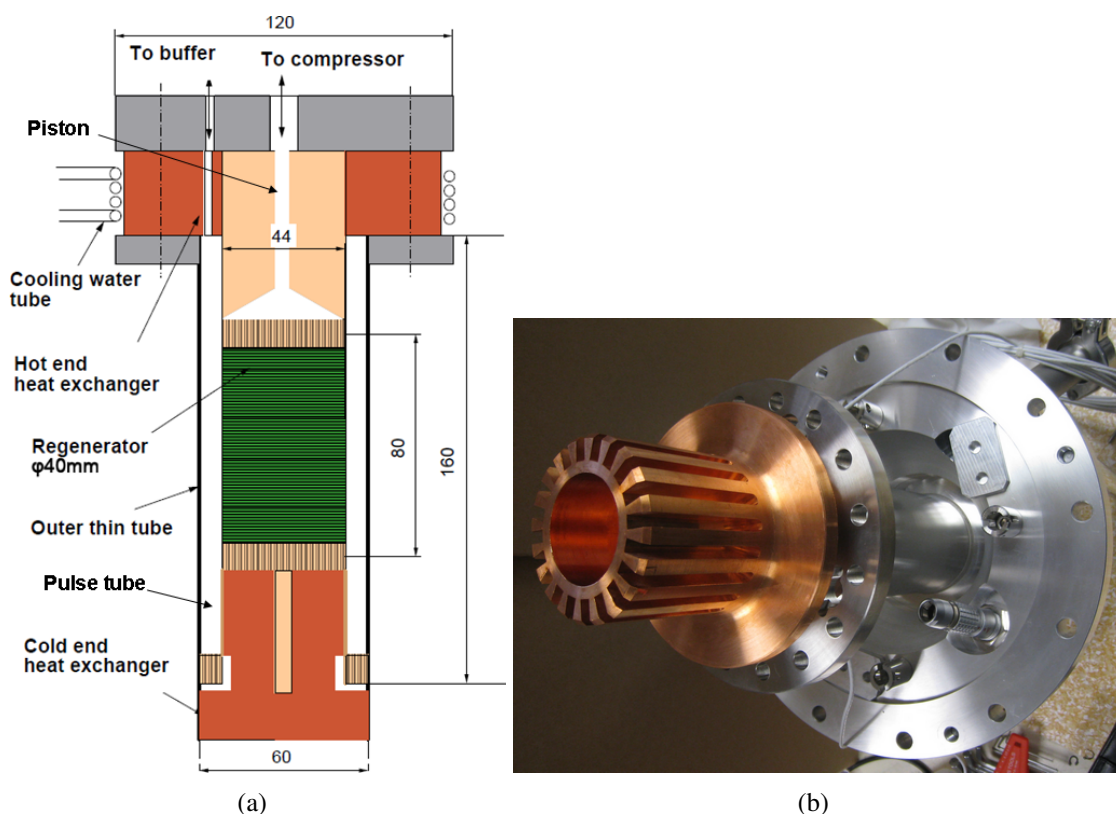


FIGURE 3.5 – Schéma d'un PTR (a) et vue de la tête froide du PTR de XEMIS 1 (b)

Le piston est animé par le compresseur, et va en permanence compresser et dilater le gaz cryogène, en l'occurrence de l'hélium. Le gaz comprimé va traverser le régénérateur, qui est composé d'un matériau poreux et bon conducteur thermique, en y donnant sa chaleur et se diriger vers le buffer. Par rapport au reste de l'appareil, le buffer possède un volume impor-

tant. L'apport de gaz lors de la compression est donc négligeable et la pression y est constante. L'expansion du gaz nécessite de l'énergie et l'hélium va recevoir de la chaleur venue de la tête froide en cuivre. Lors des phases de recul du piston et donc de décompression de l'hélium, le gaz va s'étendre dans l'autre sens, vers le régénérateur. Tout au long de ces cycles de décompression/compression, le pulse tube et donc la tête froide vont alors se refroidir jusqu'à atteindre la température voulue.

Le xénon gazeux va donner sa chaleur à la tête froide jusqu'à atteindre la température de liquéfaction. On assistera alors à une condensation du xénon sur le cuivre. Les gouttes de xénon liquide vont ensuite couler vers la coupelle située sous la tête froide, puis le long des tubes jusqu'à atteindre le cryostat. Le xénon liquide y sera stocké.

### **Le pilotage du PTR**

Le compresseur fournit en permanence la même puissance cryogénique. Dans le prototype développé pour XEMIS 1, cette puissance est de 100 W. Lorsque le cryostat est rempli et que l'on n'effectue pas de circulation, cette puissance est largement supérieure à la puissance nécessaire pour maintenir le xénon sous forme liquide. Sans moyen de contrôle supplémentaire, la tête froide dépasserait la température de solidification et le xénon finirait par y geler. Pour éviter cela, la régulation de la température du doigt froid est effectuée par un régulateur PID (pour Proportionnel Intégral Dérivé). Ce régulateur contrôle une résistance, baptisée « heater » ou encore « R4 » sur la figure 3.4, qui est utilisée afin de garder la température de la tête froide à la température de consigne. Cette résistance peut délivrer jusqu'à 100 W de chaleur, et peut donc couvrir toute la gamme de fonctionnement du compresseur. La température du doigt froid est relevée au niveau du contact thermique entre le pulse tube et la tête en cuivre par deux capteurs de température PT100. L'un de ces capteurs sert à l'ajustement de cette température, l'autre est en réserve.

### **Le cryostat et l'enceinte à vide**

En phase liquide, le xénon est stocké dans le cryostat. Les échanges de chaleur entre le xénon liquide et l'extérieur s'y produisent donc en majorité. Afin de conserver le xénon sous forme liquide, il convient de limiter au maximum ces échanges. La puissance cryogénique du PTR est en effet limitée à 100 W et ne peut pas maintenir le xénon liquide si celui-ci est réchauffé par l'air ambiant. Les échanges de chaleur s'effectuent par différentes voies : par conduction, par convection et par rayonnement. Le xénon liquide est conservé dans un cryostat en acier inoxydable. Celui-ci se trouve, par échange de convection, à la même température que le xénon. Afin de limiter les échanges de chaleur par conduction entre le cryostat et l'extérieur, le cryostat est relié le moins possible à d'autres matériaux solides. Les tubes qui relient le cryostat au reste du circuit sont donc limités au maximum et le cryostat est posé sur un support avec une faible surface de contact. Ce support est en époxy, qui est un mauvais conducteur thermique,



tout comme l'acier inoxydable qui compose les tubes et le cryostat, ce qui permet de limiter la conduction. Pour éviter des échanges de chaleur par convection entre l'atmosphère et le cryostat, ce dernier est placé dans une enceinte à vide. Le vide dans cette enceinte est un vide dynamique, c'est-à-dire qu'il est maintenu en permanence à son niveau par des pompes à vide. Deux types de pompes sont utilisées, une pompe primaire sèche qui amène le vide jusqu'à  $10^{-2}$  bar (soit  $10^3$  Pa) puis une pompe turbomoléculaire fonctionnant en parallèle de la première, qui sert à atteindre un vide de l'ordre de  $10^{-6}$  à  $10^{-8}$  bar. Le volume de l'enceinte à vide étant important, deux couples de ces pompes sont utilisés pour atteindre le vide désirés. Après quoi, seul un couple de pompe reste en fonctionnement. Enfin, le cryostat, le PTR et les tubes présents dans l'enceinte à vide sont enveloppés dans un tissu appelé Multi-Layer Insulation (MLI). Celui-ci est composé de plusieurs couches alternées d'aluminium et de mylar (entre 10 et 20 couches), et sert à absorber les photons infra-rouge. Cela permet de limiter les échanges de chaleur par rayonnement entre le cryostat et l'enceinte à vide. La figure 3.6 montre l'intérieur de l'enceinte d'isolation, où se situe le cryostat. Nous pouvons remarquer qu'en dépit des mesures prises pour limiter les échanges thermiques, un certain nombre de câbles indispensables au détecteur, tel que les alimentations ou les sorties de signaux, sont présents et constituent des ponts thermiques. Il s'agit donc de limiter au maximum les autres sources d'échanges de chaleur.

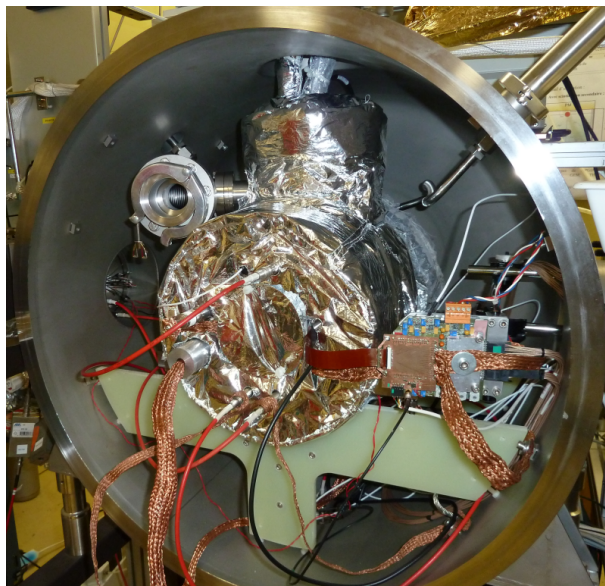


FIGURE 3.6 – Vue du cryostat à l'intérieur de l'enceinte à vide, emballé dans du MLI

### 3.1.2 Le circuit de circulation et de purification du xénon liquide

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, la présence d'impuretés électronégatives comme l'eau, le dioxygène, le dioxyde de carbone ou encore le méthane, dégrade les signaux de scin-

tillation et surtout d'ionisation. L'origine de ces impuretés est variée. Premièrement, il y a les traces présentes dans le xénon après sa production. Une fuite dans le circuit apporte aussi son lot d'impuretés. Enfin, les matériaux qui composent le détecteur et l'appareil cryogénique peuvent dégazer. Les techniques utilisées pour la lutte contre les impuretés s'apparentent beaucoup aux techniques utilisées pour obtenir des vides poussés. Le choix des matériaux a son importance, il s'agit de prendre des matériaux qui dégazent peu. L'acier inoxydable est très largement utilisé pour cela, puisqu'il dégaze très peu après étuvage. L'usage des composants comme le Téflon (polytétrafluoroéthylène ou PTFE) ou d'autres composés halogénés qui produisent des impuretés électronégatives [121] est à éviter. Il s'agit aussi de nettoyer le plus possible les composants et de les étuver. Par exemple, les tubes en acier inoxydable qui composent le circuit de circulation sont, après usinage, nettoyés et dégraissés au savon, rincés à l'eau, nettoyés dans un bain à ultrasons à 370 K puis étuvés à 370-420 K. D'autre part, lorsque des modifications apparaissent dans le circuit, l'ensemble du circuit est étuvé en utilisant des tresses conductrices et en pompant continuellement dans le circuit pendant plusieurs jours. Pour éviter les fuites, des joints métalliques sont utilisés, par exemple des joints VCR entre les tubes ou des joints cuivre pour le cryostat. Malgré ces précautions, l'apport initial d'impuretés et le dégazage des matériaux est inévitable. De plus, certains composants ne peuvent être étuvés, comme les photomultiplificateurs. Il est donc nécessaire de supprimer ces impuretés en purifiant en permanence le xénon. Pour cela, le prototype comprend un circuit de circulation dont le but est de faire passer du xénon sous forme gazeuse dans un filtre, avant de le réinjecter dans le cryostat. Puisque nous souhaitons enlever les impuretés du xénon liquide sans en réinjecter, la circulation se fait en circuit fermé, ce circuit étant censé être étanche et propre.

La purification se faisant en phase gazeuse, il est nécessaire de vaporiser le xénon pour le faire circuler. Pour cela, une pompe à membrane est utilisée. Cette pompe va créer une dépression dans le tube quittant le cryostat, forçant ainsi le xénon à se vaporiser. Une fois le xénon devenu gazeux, celui-ci va circuler dans le circuit jusqu'au filtre, comme il est illustré par la figure 3.7. Le filtre va enlever les impuretés du xénon gazeux, nous verrons un peu plus loin de quelle manière. Une fois les impuretés enlevés, le xénon est renvoyé vers le cryostat en passant par un débitmètre. Le rôle de ce débitmètre est de réguler le flux de gaz afin de ne pas dépasser la capacité de liquéfaction du système. De plus, il permet d'avoir une arrivée constante de xénon gazeux et d'éviter des sautes de pression au niveau de l'arrivée de gaz. Une fois dans le cryostat, le gaz chaud sera liquéfié sur la tête froide et redeviendra liquide.

### La pompe à membrane

La pompe à membrane utilisée dans le prototype est une pompe de la société Enamoto Micro Pump, le modèle MX-808ST-S. Son fonctionnement est illustré par la figure 3.8. Un piston en acier sert de membrane. Lorsque le piston descend, la pression dans la pompe diminue au point que le gaz pénètre dans la pompe en poussant la bille d'entrée. Dans le même temps, la sortie est bouchée par une autre bille plaquée par un ressort. Lorsque le piston remonte, l'inverse se

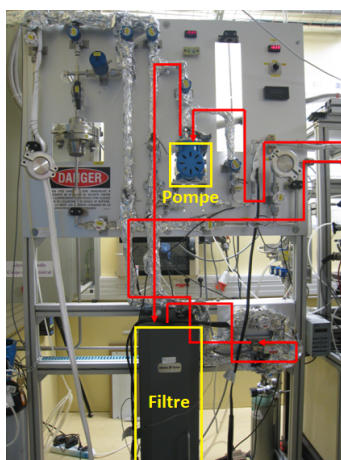


FIGURE 3.7 – Circuit de purification du xénon gazeux

produit, la bille à l'entrée se plaque dans le passage et le gaz ressort par l'autre côté, en poussant la bille de sortie. Ce genre de pompes est utilisé car elles sont dites sèches, c'est-à-dire qu'elles n'utilisent pas d'huile, ce qui permet ainsi d'éviter la contamination du xénon gazeux.

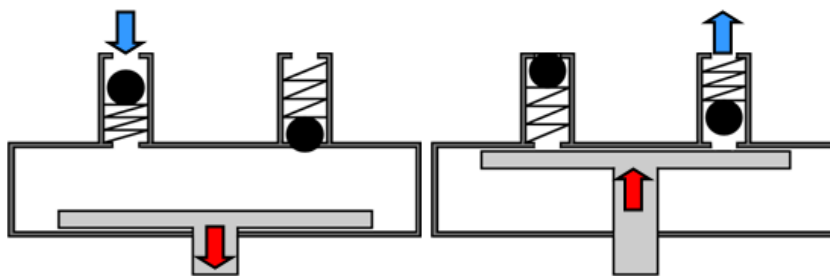


FIGURE 3.8 – De gauche à droite : La pompe à membrane et son schéma de fonctionnement

### Le filtre purifieur

On peut dénombrer plusieurs types d'impuretés qui peuvent être présentes dans le xénon : l'eau ( $H_2O$ ), le dioxygène ( $O_2$ ), le dihydrogène ( $H_2$ ), le méthane ( $CH_4$ ), le dioxyde de carbone ( $CO_2$ ) et le diazote ( $N_2$ ). À une température de 165 K, l'eau et le  $CO_2$  se trouvent sous forme solide. Ces deux éléments ne sont que faiblement dilués dans le xénon liquide et ont été piégés



au niveau de la tête froide. Le principal problème sera d'enlever le dioxygène, qui absorbe à la fois les signaux de scintillation et d'ionisation, et qui reste gazeux à la température du xénon liquide. Ce dioxygène sera donc plus libre de diffuser dans le xénon. Afin d'enlever ces impuretés, nous utilisons un filtre commercialisé par la société SAES, de la série Monotorr Phase II et de modèle PS4-MT3-R/N. Ce genre de filtre repose sur le même principe de fonctionnement que les pompes à vide à fixation à sorbeur, encore appelé pompe getter. Dans ces filtres, le phénomène de chimisorption est utilisé pour pomper les impuretés. Le type de getter que l'on utilise est appelé Non Evaporable Getter (NEG). Ces getters NEG sont constitués principalement de métaux purs, tels que le tantale, le titane et le thorium. Dans notre cas, le filtre est composé de zirconium. Le métal est disposé sous forme de feuilles, de poudres, ou encore de rondelles. Il est traité de sorte qu'il soit poreux, afin d'augmenter la surface d'échange avec le gaz. D'autre part, lors de la fabrication, le métal est porté à des températures importantes de l'ordre de 1000 à 1300 K, afin de créer des sites d'activations. En fonctionnement, le métal est chauffé aux environs de 670-720 K. Voyons maintenant quel est le principe de fonctionnement de ces filtres. Le xénon gazeux va circuler à travers le filtre, sans interagir avec le métal puisqu'il s'agit d'un gaz noble. Les impuretés, en revanche, vont se fixer sur le zirconium par effet d'adsorption. Ces impuretés vont ensuite diffuser à travers le métal, jusqu'à atteindre un site d'activation où elles vont se fixer définitivement. C'est le nombre de site d'activation qui fixe le vieillissement du filtre. Lorsque la grande majorité des sites sont occupés, le filtre devient de moins en moins efficace jusqu'à devenir inutilisable. Il est possible de régénérer la cartouche de métal en chauffant le zirconium à sa température d'activation. Il relâchera ainsi les impuretés capturées. Cette régénération peut s'effectuer plusieurs fois. Ce genre de filtre capture à chaque passage 99,99% du dioxygène, du diazote et du méthane [122].



FIGURE 3.9 – Le filtre de purification SAES

### 3.1.3 L'échangeur thermique

La vitesse de circulation est limitée par la puissance du PTR et à la quantité de perte thermique. Si le débit est trop élevé, le xénon purifié et réinjecté dans le circuit n'est pas en totalité liquéfié. La pression du xénon va alors augmenter et il peut y avoir une rupture de la stabilité du système. Un échangeur de chaleur permet de récupérer la chaleur du gaz chaud issu du circuit de purification afin de vaporiser le xénon liquide circulant dans l'autre sens. Le xénon chaud va alors se liquéfier. On récupère de cette façon la chaleur latente dépensée par le xénon pour se liquéfier. Correctement dimensionné, un échangeur thermique permet donc d'augmenter la vitesse de circulation. En effet, si les phénomènes de vaporisation-liquéfaction tiennent uniquement place dans l'échangeur, le PTC n'est plus sollicité pour refroidir le gaz purifié et le liquéfier, mais uniquement pour refroidir le liquide qui sort de l'échangeur et pour compenser les pertes thermiques du cryostat. L'échangeur utilisé dans le prototype est un échangeur à plaques parallèles. Il est constitué d'un multi-couches de feuilles de cuivre. Chaque feuille est ondulée afin d'augmenter la surface d'échange et de créer des turbulences qui améliorent le coefficient d'échange thermique [123]. La jointure entre les feuilles est obtenue par brasure. Ce type d'échangeur a pour avantages d'occuper un faible volume pour une surface d'échange importante et de posséder une excellente tenue mécanique.

### 3.1.4 Les dispositifs de sécurité

Plusieurs mesures ont été prises sur le prototype cryogénique afin d'éviter de perdre le xénon en cas d'incidents ou d'avaries. En effet, le xénon est un gaz relativement onéreux et qui de plus asphyxiant. Il est important d'éviter toute fuite qui relâcherait le gaz. La panne la plus courante et prévisible est la panne d'électricité. Sans alimentation électrique, le PTC arrêterait de fonctionner et l'on assisterait à un réchauffement du xénon. Dans ce cas, le xénon se vaporiserait, faisant augmenter la pression dans le détecteur. Le matériel de détection comme le PM étant assez fragile, des dommages pourraient y être infligés. Dans le pire des cas envisageable, l'augmentation de la pression amènerait à l'explosion du cryostat. Pour pallier à une panne de courant, deux systèmes d'alimentation électrique de secours sont installés, qui sont visible sur la figure 3.10 : un onduleur et un groupe électrogène. L'onduleur permet d'une part d'éviter les micro-coupures de courant, et d'autre part d'avoir 15 minutes d'autonomie en cas de panne de courant. Le groupe électrogène démarre automatiquement lorsque l'onduleur prend le relais. Il donne une autonomie de 12 heures. Ce délai permet soit de récupérer le courant, soit de rapatrier le xénon dans les bouteilles de stockage.

Le principal facteur problématique en cas d'avarie du système, comme la panne d'électricité précédemment citée, est l'augmentation de la pression, qui peut occasionner des dommages au détecteur ou encore conduire à une fuite du xénon. Pour empêcher une augmentation trop grande de la pression, deux sécurités sont mises en place. Dans le circuit de circulation est placée une vanne pneumatique baptisée VEP1, que l'on peut voir sur la figure 3.11. Cette vanne s'ouvre

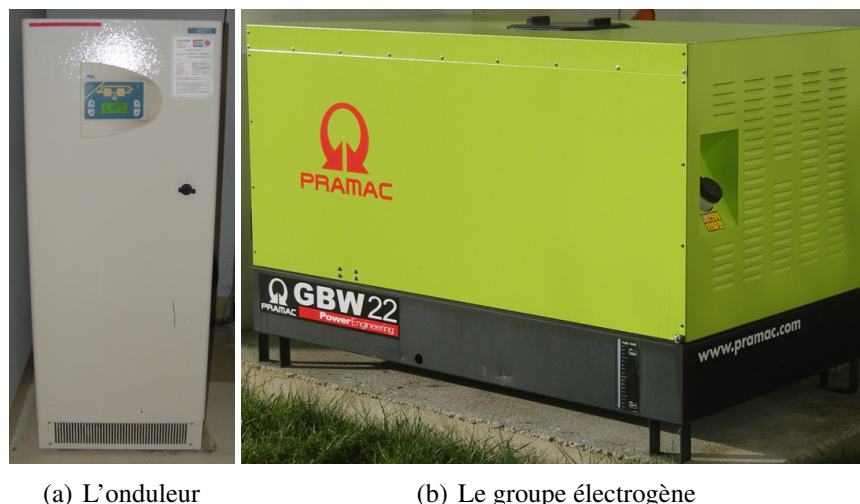


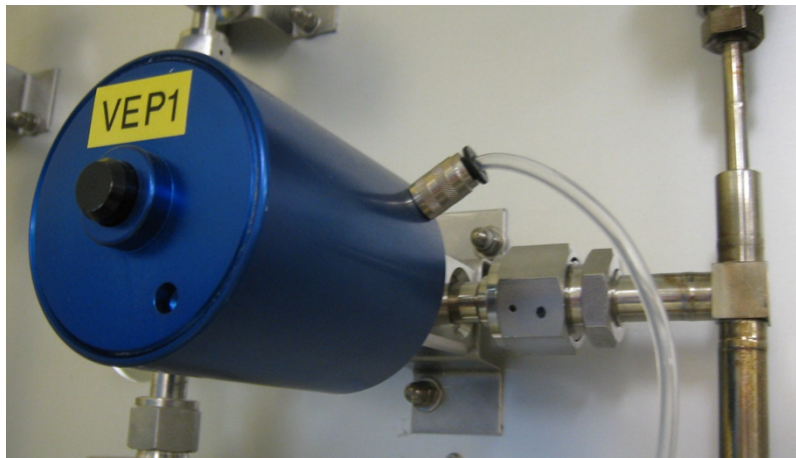
FIGURE 3.10 – Le système d'alimentation électrique de secours

automatiquement lorsque la pression à son entrée dépasse les 1,8 bar. Dans ce cas, le xénon gazeux est envoyé dans le tank de secours. Cette vanne se ferme lorsque la pression redescend en dessous de 1,8 bar, elle joue le rôle d'une soupape de sécurité. Cette vanne nécessitant une alimentation en électricité et en air comprimé, une sécurité supplémentaire uniquement mécanique est placée en parallèle. Il s'agit d'un disque de rupture, baptisé DR1, calibré pour se briser lorsque la pression dépasse 2 bar. Dans ce cas là, le xénon est envoyé dans le tank. Le disque de rupture placé dans le circuit ainsi que son état avant et après une rupture sont visibles sur la figure 3.11.

Le tank de secours, visible sur la figure 3.12, est une enceinte d'un volume de 4 m<sup>3</sup>. Cette capacité permet d'accueillir les 35 kg de xénon utilisés dans le cryostat sous forme gazeuse à une pression de 1,6 bar. Un vide léger ( $10^{-2}$  bar) est maintenu dans ce réservoir afin de pouvoir accueillir le xénon. Le tank dispose de son propre groupe de pompage, une pompe primaire sèche, qui permet de refaire le vide de temps à autre. Sur le circuit qui mène au tank, une vanne anti-retour baptisée NRV1 est placée avant l'entrer dans le tank. Cette vanne permet d'éviter une chute trop brutale de la pression du xénon qui conduirait à sa solidification.

### 3.1.5 Le stockage du xénon

Lorsque le prototype n'est pas en acquisition, le xénon est stocké dans des bouteilles. Ces récipients sont simplement constitués de métal et sont placés dans un seau. Ce seau sert à y verser de l'azote liquide afin de refroidir la bouteille lors des opérations de récupération du xénon. Dans la bouteille, le xénon est maintenu à une pression de cinquante bar, en un mélange de liquide et de gaz. Nous pouvons observer sur la figure 3.13 le couple de bouteille utilisé dans XEMIS. Le fait d'avoir deux bouteilles permet d'en utiliser un pour le stockage tandis que l'autre, vide, permet de récupérer rapidement le xénon en cours d'opération avec un cryopom-



(a) La vanne pneumatique VEP1



(b) Le disque de rupture DR1



(c) Disques de rupture rompu (gauche) et intact (droite)

FIGURE 3.11 – Le système de sécurité pour la pression



FIGURE 3.12 – Le tank de secours

page, comme nous le verrons plus tard.



FIGURE 3.13 – Les bouteilles de stockage du xénon

## 3.2 Les opérations cryogéniques

Les opérations cryogéniques nécessaires à l'utilisation du xénon liquide consistent à le liquéfier, le faire circuler et le récupérer. Pour cela, le precooling est une opération consistant à refroidir le cryostat afin de pouvoir accueillir le xénon sous forme liquide. Ce xénon liquide est obtenu suite à l'opération de liquéfaction. Une fois liquide, la circulation est établie afin de purifier le xénon. En fin de manipulation ou en cas d'avarie, le cryopompage du xénon est effectué afin de le récupérer et de le stocker.



Ces différentes opérations sont bien maîtrisées et connues. Leur répétabilité a été assurée via l'établissement de procédures. Ainsi, l'utilisation du xénon liquide est faisable en routine, ce qui permet d'envisager sereinement son emploi à une plus grande échelle dans l'optique d'une utilisation médicale.

### 3.2.1 Le precooling

Le precooling, encore appelé prérefrigération, est l'opération qui permet de refroidir le cryostat ainsi que la tête froide à une température d'environ 173 K, afin de pouvoir liquéfier par la suite le xénon liquide. Avant de commencer le precooling, l'ensemble du circuit a été fermé et nettoyé. Le vide d'isolation a été établi. En premier, nous injectons du xénon gazeux dans le cryostat, jusqu'à obtenir une pression de 2 bar. À cette pression, il n'y a pas de dommage possible aux équipements. Ainsi, même si un problème survient empêchant la liquéfaction, il n'y a pas urgence à rapatrier le xénon. Bien évidemment, à cette pression, les sécurités (vanne et disque de rupture) dont nous avons parlé doivent être désactivées. Une fois le xénon injecté, l'étape suivante consiste à démarrer le PTR. La supervision de la courbe de descente en température de la tête froide permet de vérifier qu'il n'y pas de vieillissement du matériel dommageable pour la suite des opérations. La figure 3.14 montre cette descente en température. Si la pente de cette descente se trouve être plus douce de manière marquée, une avarie due par exemple au vieillissement peut-être envisagée. La température diminue régulièrement pendant 50 minutes, jusqu'à atteindre environ -100 °C. La pente s'infléchit alors fortement, ce qui signifie que le xénon commence à se condenser à sa surface.

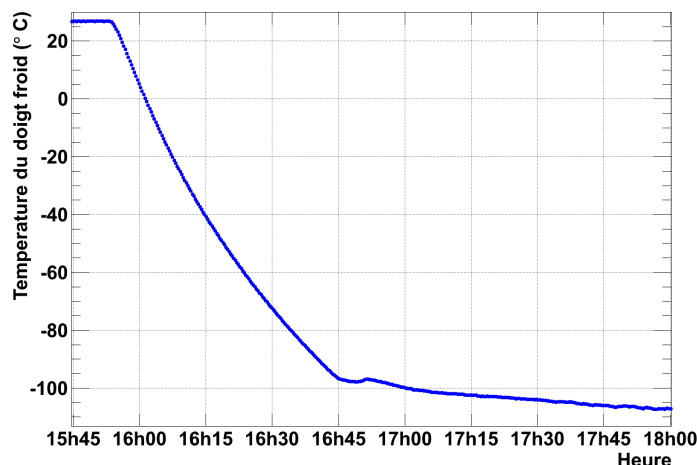


FIGURE 3.14 – Évolution de la température du doigt froid au démarrage du precooling

Lorsque la tête froide a atteint une température d'environ 173 K, le xénon va se condenser dessus et couler jusqu'à la coupelle qui le recueille. Cette coupelle en acier étant chaude, le xénon va se vaporiser à son contact et va donc la refroidir. Nous pouvons observer sur la figure

3.15 que la température de la coupelle diminue progressivement, par transfert de chaleur avec le PTR, jusqu'à 16h55 où une brusque diminution de la température signale que des gouttes de xénon liquide tombent sur l'acier.

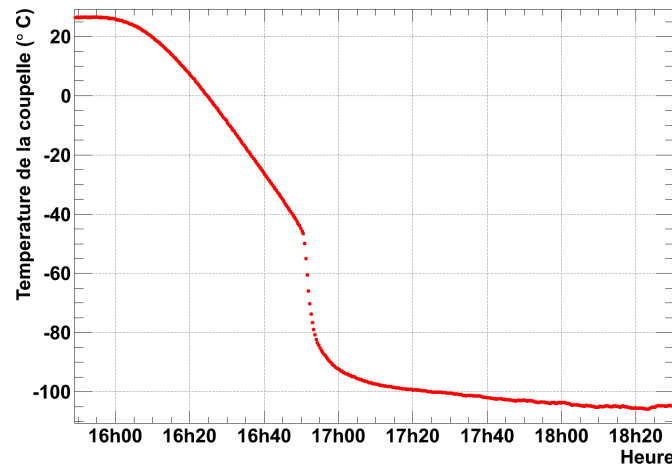


FIGURE 3.15 – Évolution de la température de la coupelle durant le precooling

Par la répétition de ces cycles de condensation-vaporisation, l'ensemble composé de la coupelle, des tubes qui mènent au cryostat et le cryostat va alors progressivement se refroidir. Nous pouvons ainsi visualiser sur la figure 3.16 la baisse de la pression dans le cryostat. La pression diminue rapidement jusqu'à atteindre un équilibre. Il s'ensuit alors une longue période d'oscillation autour de cette pression d'équilibre, au gré des vaporisations et des condensations. Ce cycle dure de 12 à 24 heures, selon la qualité de l'isolation. Cette étape est importante, laisser le temps au PTR de récupérer la chaleur de l'ensemble du cryostat permet d'utiliser ensuite le PTR pleinement à la liquéfaction du xénon plutôt qu'au refroidissement du système.

Il est possible d'accélérer un peu l'opération en injectant un peu de xénon supplémentaire. En effet, lorsque la résistance R4 recommence à chauffer, c'est que la quantité de gaz est suffisamment refroidie pour que toute la puissance du PTR ne soit plus utile. Une injection supplémentaire permet de refaire chuter la chauffe de R4 et donc d'utiliser à 100% le PTR.

### 3.2.2 La liquéfaction

Une fois le precooling terminé, l'étape suivante consiste à liquéfier le xénon. Il s'agit d'une opération simple, qui consiste à injecter en permanence du xénon gazeux dans le cryostat, ce xénon se condensant au fur et à mesure. Le débit de xénon doit être ajusté afin de ne pas saturer le cryostat de gaz chaud et donc de déclencher une remontée de pression. En pratique, cela consiste à maintenir un débit tel que la résistance R4 chauffant la tête froide délivre une puissance de quelques watts. Une marge de fonctionnement est ainsi disponible pour obtenir une liquéfaction continue. Avant de commencer la liquéfaction, la puissance délivrée par R4 après le

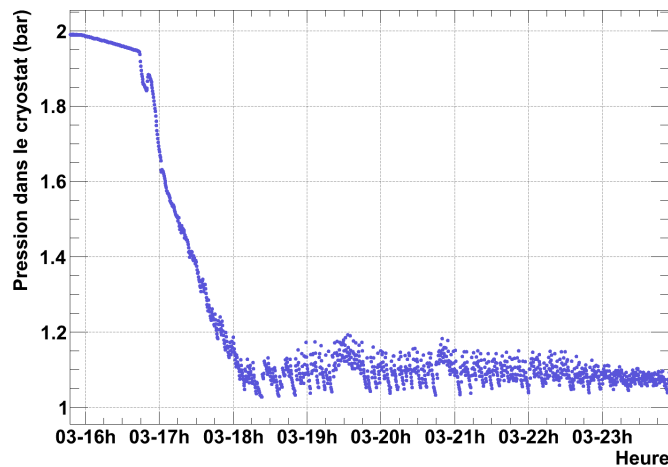


FIGURE 3.16 – Évolution de la pression du xénon dans le cryostat durant le precooling

precooling donne un ordre d'idée de la puissance du PTR disponible. Cela permet de juger s'il y a des fuites thermiques qui gêneraient la suite des opérations et, le cas échéant, d'arrêter simplement la manoeuvre. En règle générale, la puissance du PTR disponible pour la liquéfaction est de l'ordre de 55 W, les 45 W manquants étant dûs aux pertes thermiques. Les figures 3.17 et 3.18 montrent respectivement la montée du niveau de xénon dans l'enceinte et la diminution de la masse de xénon dans la bouteille de stockage lors d'une opération de liquéfaction. La montée du niveau de liquide est régulière et stable. Deux anomalies sont observables sur la courbe 3.17. Premièrement, le niveau de liquide passe brutalement de zéro à quatre centimètres, il s'agit du niveau auquel le capteur de niveau commence à mesurer, il ne descend pas plus bas. De plus, il y a une petite bosse aux alentours de cinq centimètres, il s'agit d'un artefact. Avec le prototype actuel, nous obtenons une vitesse de purification du xénon de 0,9 kg par heure. La liquéfaction se termine lorsque le niveau désiré de xénon est atteint et le détecteur complètement noyé, au bout d'environ 40 heures. En comptant le precooling, le prototype est opérationnel pour la circulation en 2 à 3 jours.

### 3.2.3 La circulation

Après avoir liquéfié le xénon, il s'agit de commencer sa circulation et sa purification afin d'obtenir des signaux exploitables. Là encore, la procédure est simple. Cela consiste à démarrer la pompe de circulation et à régler la circulation avec le débitmètre. Un problème de dimensionnement fait que l'échangeur thermique actuellement utilisé dans le prototype est dépassé lorsque le débit gazeux dépasse 3 litres par minute, comme il est visible sur la figure 3.19. Sur cette figure, nous pouvons voir que la puissance délivrée par R4 diminue linéairement lorsque l'on augmente la vitesse de circulation jusqu'à 3 litres par minutes. Cette diminution est due au fait que la totalité des échanges de chaleur du gaz chaud et du liquide froid ne tient pas place



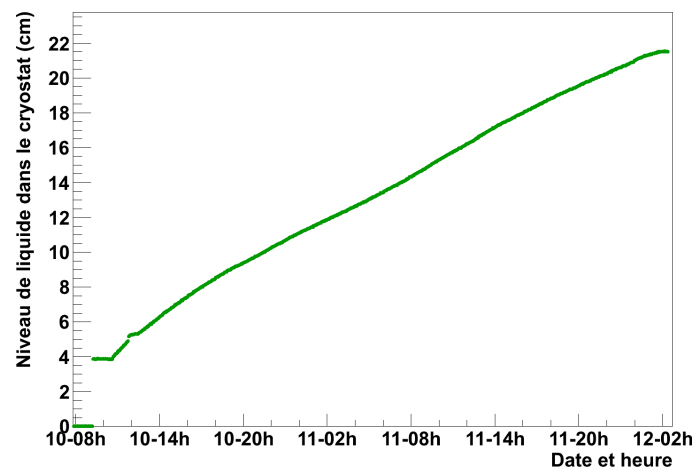


FIGURE 3.17 – Évolution du niveau de xénon liquide dans le cryostat durant la liquéfaction

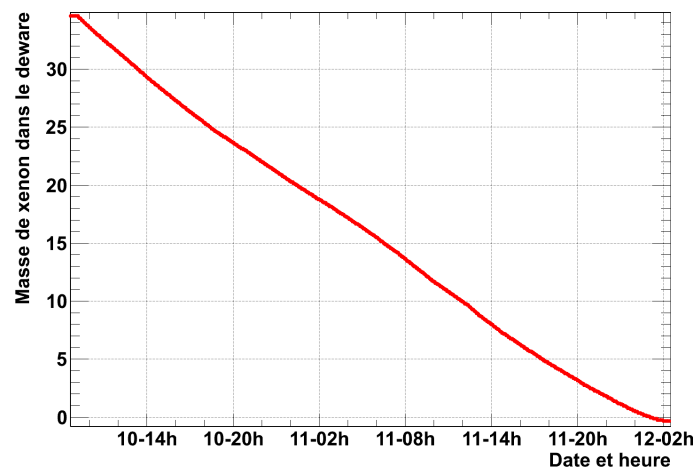


FIGURE 3.18 – Évolution de la masse de xénon dans la bouteille de stockage durant la liquéfaction

dans l'échangeur. Plus la vitesse de circulation est importante et plus augmentent ces pertes thermiques. Le PTR compense alors de plus en plus ces pertes. Au-delà de 3 litres par minute, la résistance R4 délivre brusquement moins de chaleur. Les échanges thermiques entre gaz et liquide ne se déroulent plus dans l'échangeur et seul le PTR est sollicité pour assurer l'équilibre du système.

Cette valeur de 3 litres par minute est inférieure au débit atteignable en utilisant uniquement le PTR comme condenseur du gaz chaud. Le débit est fixé jusqu'à des valeurs proches de 3,8 litres par minute et c'est le PTR qui assure la condensation du xénon, l'échangeur étant alors non utilisé car incorrectement dimensionné. Un tel débit permet de purifier 4,5 litres de xénon liquide par heure, soit 38% du volume total. Nous verrons dans le chapitre suivant l'évolution

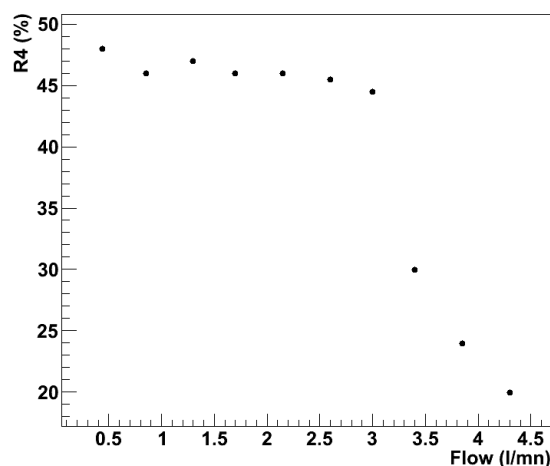


FIGURE 3.19 – Puissance de la résistance chauffante en fonction du débit de circulation

des impuretés qui découle de cette vitesse de purification. La circulation permanente du prototype a été maintenue sur des périodes longues de plusieurs mois, tout en assurant une stabilité de la température et de la pression du xénon liquide. Un exemple est visible sur la figure 3.20, durant une acquisition faite entre juillet et septembre 2009. Le maintien de la pression y est remarquable au vu du fait que des travaux prenaient place à la même période, occasionnant des coupures électriques et des coupures d'air comprimé. Une telle stabilité sur du long terme permet une utilisation routinière du xénon liquide à des fins expérimentales.

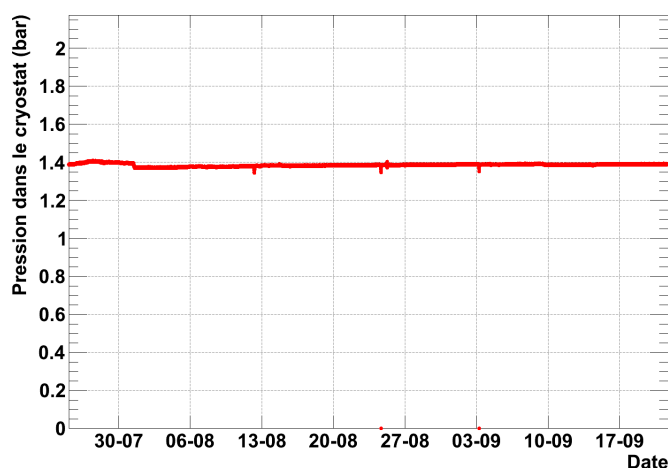


FIGURE 3.20 – Évolution de la pression à l'intérieur du cryostat au cours d'une période de circulation

### 3.2.4 Le cryopompage

Lorsque qu'il est nécessaire de remiser le xénon dans les bouteilles de stockage, l'opération de cryopompage est utilisée. Le cryopompage consiste à utiliser un bain d'azote liquide afin de refroidir la bouteille dans lequel va être rapatrié le xénon. Cette bouteille est isolée du reste du circuit par la fermeture de sa vanne. Lorsque le métal est refroidi à une température inférieure à la température de solidification du xénon, le xénon qui reste dans la bouteille est complètement congelé. Il règne alors un vide profond dans la bouteille. La suite consiste à relier le cryostat à la bouteille via le circuit, afin d'aspirer le xénon gazeux. Ce xénon va immédiatement se solidifier à l'intérieur de la bouteille et l'aspiration va continuer. Le xénon liquide se vaporise ainsi progressivement et est aspiré dans la bouteille. Une fois le cryopompage entamé, le PTR est coupé, afin d'accélérer la manoeuvre. La vitesse du cryopompage est limitée par la vitesse de vaporisation du xénon et non pas par la vitesse de solidification. Pour accélérer le cryopompage, on peut donc chauffer le xénon par les deux résistances : R3, située sous le cryostat, et R4 afin de faciliter son réchauffement. Le vide d'isolation du cryostat n'a pas besoin d'être poussé lors du cryopompage. Les pompes sont donc stoppées afin de garder juste un vide statique. Tout au long du processus, la bouteille doit être maintenue à une température inférieure à celle de solidification du xénon en surveillant le niveau d'azote qui la baigne. Un cryopompage complet prend de 6 à 8 heures pour se terminer, selon la quantité de xénon. Par exemple, lors du cryopompage visible sur la figure 3.21, il a fallu 6h30. La fin du cryopompage, qui n'est pas visible par l'indication de niveau, est signalée par une augmentation brusque de la température du fond du cryostat, visible sur la figure 3.22, lorsque le xénon finit de s'évaporer. Une fois le cryopompage terminé, il faut encore une douzaine d'heures avant de pouvoir ouvrir l'enceinte d'isolation et d'opérer des modifications. Ce délai est nécessaire pour que la température du cryostat soit supérieure à 0 °C. Cela évite la formation de glace autour du cryostat, ce qui conduirait à une humidité dans l'espace d'isolation très difficile à enlever par la suite.

## 3.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'appareil cryogénique de XEMIS et nous avons décrit les différentes opérations qui y tiennent place. Le prototype que nous venons de présenter n'est pas définitif et est en constante évolution. La première version de l'appareil cryogénique, relativement simple, a été conçue et construite avec l'aide du Pr. Haruyama. Au fil du temps, de nombreux changements et améliorations ont été effectués sur le prototype après sa construction initiale. Le déport du PTR à 2 mètres du cryostat ou encore l'installation d'un échangeur thermique en sont des exemples. L'appareil qui découle de ces versions successives est purement fonctionnel. Son comportement est bien compris, son fonctionnement routinier est assuré et il permet de bénéficier des conditions cryogéniques stables sur de longues périodes de fonctionnement afin d'obtenir les résultats présentés au chapitre suivant. Cependant, ce proto-

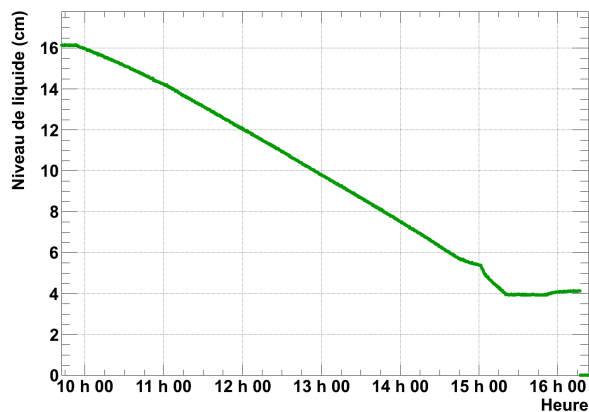


FIGURE 3.21 – Évolution du niveau de liquide durant un cryopompage

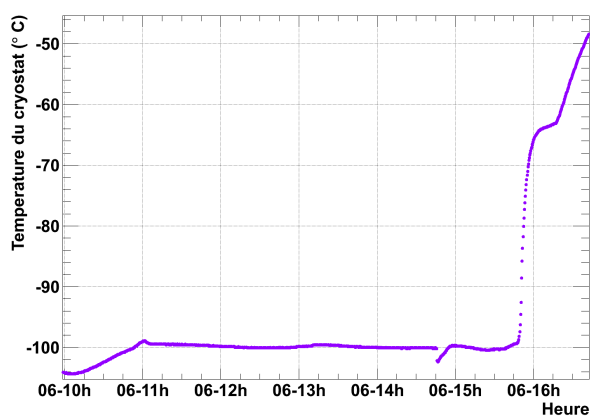


FIGURE 3.22 – Évolution de la température du cryostat durant un cryopompage

type cryogénique et ses versions futures n'ont pas la prétention d'être une version finale. Dans l'éventualité d'une utilisation dans le cadre de l'imagerie médicale, que ce soit en laboratoire ou en milieu hospitalier, il reste à effectuer un important travail d'optimisation des performances thermodynamiques et de la compacité de l'ensemble.

## Chapitre 4

# Enregistrement et traitement des données de XEMIS

Le prototype de la TPC de XEMIS a été élaboré afin d'effectuer la preuve de faisabilité de l'imagerie trois gammas. Afin d'obtenir cette preuve, il faut atteindre avec la TPC les performances que nous avons déjà décrites au chapitre 1 : une résolution en énergie qui soit de l'ordre de la résolution en énergie intrinsèque au xénon liquide et une résolution spatiale pour les trois coordonnées  $x$ ,  $y$  et  $z$  qui soit inférieure à  $500\text{ }\mu\text{m}$ . Pour atteindre la résolution en énergie intrinsèque du xénon liquide, il est nécessaire de réduire les différentes contributions, que nous avons vu au chapitre 2, qui vont dégrader cette résolution. Nous devons donc avoir un très bas bruit électronique, une grille de Frisch qui effectue un écrantage parfait et une contribution de l'atténuation électronique par les impuretés électronégatives qui soit négligeable. Parmi les phénomènes qui vont dégrader la résolution spatiale, nous avons déjà discuté des diffusions transverses et longitudinales du nuage électronique au cours de sa dérive ainsi que du parcours de l'électron de recul dans le xénon. Ces trois phénomènes sont négligeables par rapport à l'effet de la segmentation de l'anode sur les résolutions en  $x$  et  $y$  et à l'effet de la résolution temporelle de l'acquisition sur la résolution en  $z$ . Par ailleurs, afin de valider la géométrie choisie de la TPC, et notamment sa hauteur ainsi que la position du PM, il nous faut atteindre une efficacité de déclenchement de l'acquisition qui soit de 100% en utilisant le signal de scintillation. Cela consiste à pouvoir enregistrer le signal dû à une interaction, indépendamment de sa position dans les 12 cm de hauteur du prototype et quelque soit l'énergie qui y est déposée.

Étant donné les petites dimensions du volume actif de la TPC, il n'est pas possible d'effectuer directement un tracking Compton avec des photons gamma d'une énergie de  $\approx 1\text{ MeV}$ . En effet, avec une surface active de 1 pouce carré, nous ne pouvons garantir de détecter la totalité de la séquence Compton. Le rôle de cette version du détecteur n'est donc pas d'effectuer du tracking Compton, mais d'atteindre des performances nécessaires à l'imagerie trois gammas. La segmentation du plancher d'anode utilisé durant ce travail ne sera pas suffisante pour atteindre les résolutions spatiales en  $x$  et  $y$ , il s'agira donc d'une étape importante et intermédiaire vers la

preuve complète de faisabilité du concept de l'imagerie trois gammas.

Dans ce chapitre, nous allons présenter la manière dont ont été acquises et traitées les données afin d'effectuer la caractérisation des performances de la TPC au xénon liquide de XEMIS. Pour mener à bien cette caractérisation, nous avons utilisé une source monoénergétique de photons gamma d'une énergie de 511 keV. Dans un premier temps, nous présenterons le dispositif expérimental utilisé pour mener à bien cette caractérisation, puis nous expliquerons l'analyse des données utilisée pour obtenir nos résultats. Les résultats découlant de cette analyse seront exposés dans les chapitres 5 et 6.

## 4.1 Dispositif expérimental

Pour caractériser les performances du détecteur avec une source de photon gamma de 511 keV, nous avons utilisé le banc de test visible sur la figure 4.1. Le système cryogénique présenté dans le chapitre 3 est utilisé pour liquéfier et purifier le xénon. Nous pouvons voir sur la figure 4.1 le cryostat contenant la TPC, lui-même placé dans l'enceinte à vide. Un fourreau en acier est placé face au flasque avant du cryostat. Ce fourreau, qui n'est pas soumis au vide, contient la source radioactive émettrice de gammas. Celle-ci est une source de  $^{22}\text{Na}$ . Nous avons déjà abordé ce radio-isotope dans le chapitre 1. La source consiste en une pastille encapsulée entre deux feuilles de plastiques. La source est ensuite placée dans un porte-échantillon qui est glissé dans le fourreau. Afin d'enregistrer uniquement les photons gammas d'une énergie de 511 keV issus de la désintégration d'un  $\beta^+$ , nous effectuons une acquisition en coïncidence entre la TPC et un cristal scintillant CsI couplé à un PMT. Cet ensemble de détection est placé à l'arrière du porte échantillon. Un collimateur en plomb et en antimoine est placé entre la source et le cristal scintillant afin de réduire le faisceau de gammas détecté par le cristal CsI et donc de bloquer d'empêcher l'acquisition des événements qui sont vu par le xénon sans passer par le cristal. La figure 4.2 nous montre le principe de la collimation et la figure 4.3 présente la distribution des événements sur les différents pixels de l'anode issue de cette collimation. Le faisceau est centré sur le pixel numéro 6 de l'anode segmentée, soit très proche de son centre. L'extrémité du fourreau est constitué d'une fenêtre de sortie en aluminium d'une épaisseur de 1 mm, afin d'atténuer au minimum les gammas.

La géométrie de la TPC utilisée durant les mesures est celle présentée dans le chapitre 2. La grille du MICROMEGAS est une grille électroformée 500 lpi située à 250  $\mu\text{m}$  de l'anode segmentée. Les tensions appliquées varient de 300 V, tension minimale à laquelle la grille est plaquée uniformément sur toute sa surface, à 600 V, tension maximale de sécurité sans qu'il y ait de décharges dans le MICROMEGAS. La cathode est constituée d'une grille électroformée de 70 lpi. La tension que l'on peut appliquer sur cette cathode varie de 0 à 24 kV. Le champ électrique de dérive dans la TPC varie de 0,5 à 1,2  $\text{kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ . Ces valeurs sont limitées par la

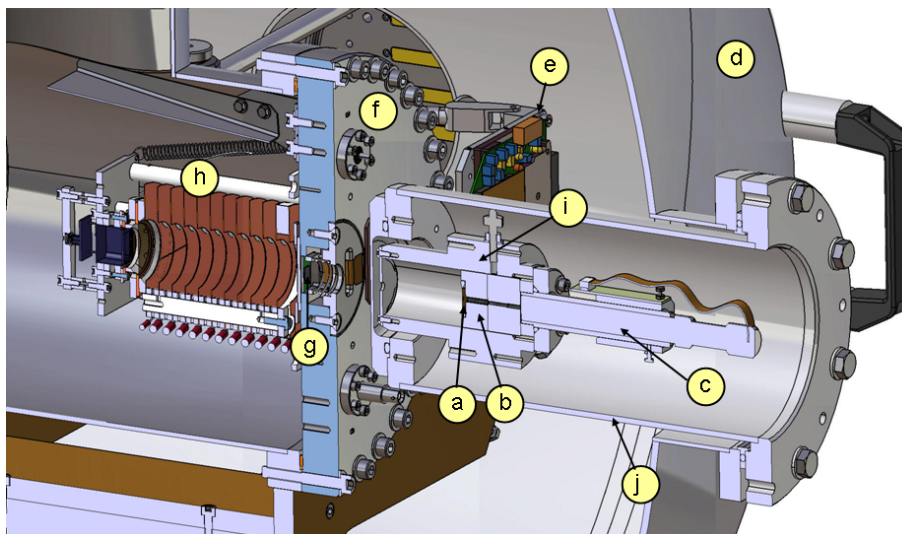


FIGURE 4.1 – Schéma du dispositif expérimental d’acquisition en coïncidence. a) source de  $^{22}\text{Na}$ , b) collimateur, c) PM et cristal CsI, d) enceinte à vide, e) circuit de polarisation de l’IDEF-X, f) cryostat, g) IDEF-X, h) TPC, i) porte-échantillon, j) fourreau.

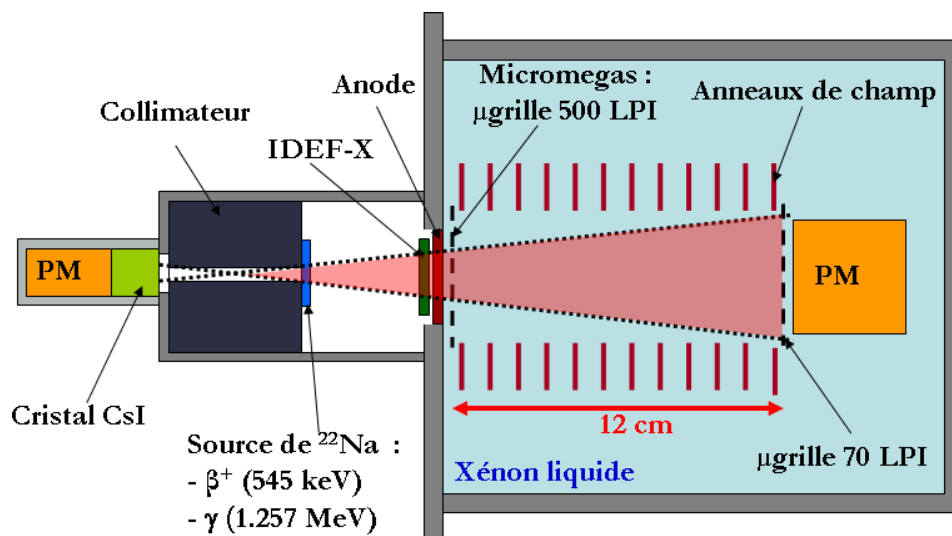


FIGURE 4.2 – Schéma en coupe du dispositif expérimental d’acquisition en coïncidence. Le faisceau collimaté de photons gammas est dessiné en rouge.

nécessité d’avoir une transparence de 100 % et donc un rapport entre champ de collection et champ de dérive suffisant, c’est-à-dire au minimum de 20 [124].

Durant ces acquisitions, l’un des connecteurs cinch situé entre l’anode et l’électronique front-end était mal positionné. En conséquence, une fois la descente en froid effectuée, la connection entre le pad numéro 13 et sa voie d’électronique n’était pas assurée. Durant toute l’analyse qui suit, nous n’utiliserons pas ce pad. La figure 4.4 nous montre la géométrie du plancher d’anode

utilisé lors de ces acquisitions. Nous pouvons notamment y voir la zone centrale, en rouge, constitué des pads 5, 6 et 10. Ce sont ces pads qui sont utilisés pour les mesures. En effet, nous pouvons mesurer toutes les charges créées lors d'une interaction située au-dessus de cette surface active, tandis que cela n'est pas le cas pour les pads latéraux. Il est à noter que le pad 10 est conservé malgré son voisinage avec le pad 13, mais que toute sa surface ne sera pas utilisée lors de l'analyse. Tous les événements qui seront détectés uniquement par les pads 9 et 10 ou les pads 10 et 14 ou encore 9, 10 et 14 seront rejetés, puisque nous n'aurons pas la certitude qu'une partie des charges ne soit pas sur le pad numéro 13.

L'électronique front-end utilisée durant ces acquisitions est l'asic IDeF-X présenté au chapitre 2. Sur la figure 4.1, nous pouvons voir son emplacement, dans le vide d'isolation, entre la fenêtre de sortie du fourreau en aluminium et la fenêtre d'entrée de la TPC constituée par l'anode. Une nappe en kapton d'une longueur de 20 cm sert à alimenter cette électronique et à sortir les signaux vers le circuit de polarisation, que l'on peut distinguer sur la figure.

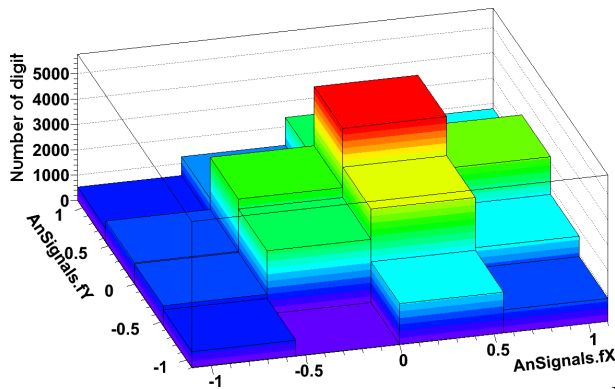


FIGURE 4.3 – Distribution du nombre de digits en rouge constituant la surface active. Les pads sur le plancher de l'anode. La collimation du latéraux en rose servent à recueillir la totalité faisceau est centrée sur le pad numéro 6.

0	1	2	3
4	5	6	7
8	9	10	11
12	13	14	15

FIGURE 4.4 – Schéma du plancher d'anode utilisé lors des acquisitions. Les pads centraux des signaux. Le pad 13, en noir, est désactivé. Le numéro 12, son voisin en gris, ne sert donc pas à l'analyse.

La figure 4.5 nous montre le schéma du circuit de déclenchement de l'acquisition, ou trigger. À chaque déclenchement de l'acquisition, les signaux des 16 voies électroniques sont enregistrés par une carte CAEN v1740, sur une période de  $122,88 \mu\text{s}$  et à une fréquence d'échantillonnage de 12,5 MHz. De même, le signal PM est enregistré par une carte CAEN v1720, sur une période de  $4,096 \mu\text{s}$  et à une fréquence d'échantillonnage de 250 MHz. Chaque événement enregistré est donc constitué de  $16 \times 1536$  échantillons, codés sur 16 bits, pour l'anode et 1024 échantillon codés sur 16 bits pour le PM. Un événement prends alors 38,912 ko à enregistrer. Les événements sont enregistrés par run de 1 heure. Avec un taux de déclenchement du trigger



d'environ 600 coups par minutes, il faut 1,4 Go par run, ce qui revient approximativement à 1 To de données par mois d'acquisition en continu. Avec ces paramètres d'enregistrement, la fréquence maximale de déclenchement est de 8 kHz.

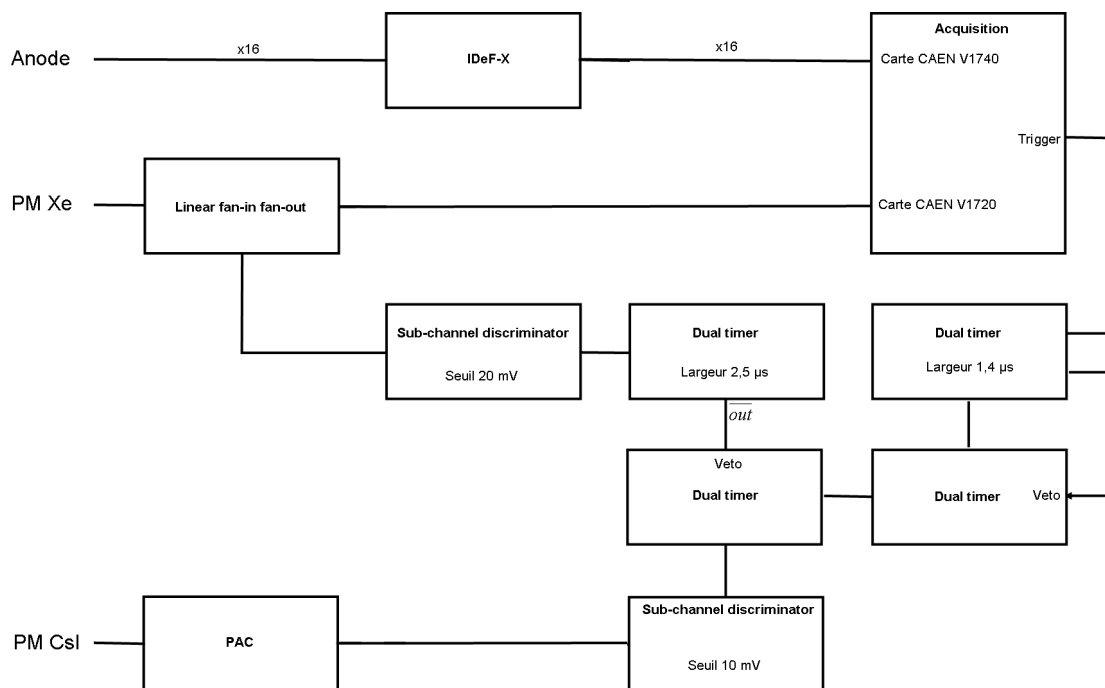


FIGURE 4.5 – Schéma du circuit de déclenchement de l'acquisition en coïncidence des événements gamma de 511 keV

#### 4.1.1 Mesure de l'efficacité de déclenchement du trigger

Afin de trouver le seuil adéquat à appliquer sur le signal issu du PM Hamamatsu dans le xénon, nous avons mené une étude sur l'efficacité de déclenchement de l'acquisition selon la valeur du seuil.

La figure 4.6 nous montre, en noir, un spectre de l'amplitude de l'échantillon maximal des signaux PM, obtenu en n'appliquant aucun seuil sur le déclenchement, pour un champ électrique de dérive de  $1,2 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ . Sur cette même figure est superposée en bleu la distribution du bruit des signaux PM. Ce bruit est mesuré en relevant pour chaque événement l'amplitude d'un échantillon du signal PM, cet échantillon ne se situant pas dans la zone où apparaît le signal PM. En soustrayant la distribution du bruit au spectre, nous obtenons donc un spectre contenant uniquement des signaux PM, que nous qualifions « d'idéal ».

Afin d'évaluer l'efficacité de déclenchement selon le seuil, nous comparons ce spectre

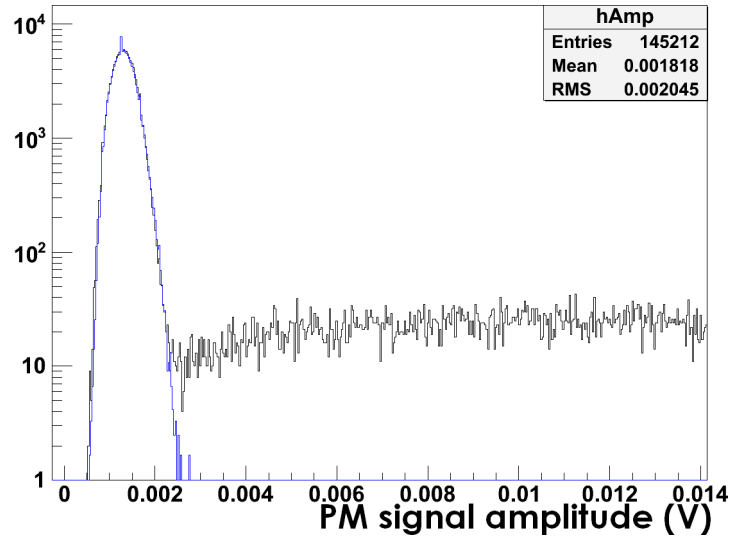


FIGURE 4.6 – Spectre des amplitudes des signaux PM acquis sans aucun seuil (en noir) et distribution du bruit (en bleu).

idéal avec des spectres obtenus avec différents seuils, toujours avec un champ de dérive de  $1,2 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ . Pour cela, nous normalisons tout d'abord les deux spectres pour qu'ils aient la même amplitude. Les figures 4.7 et 4.8 montrent deux spectres, obtenus avec des seuils de 2 et 4 mV, qui sont normalisés sur leur maximum et superposés au spectre idéal. Nous définissons alors l'efficacité de déclenchement comme étant le rapport de l'intégrale du spectre avec seuil par l'intégrale du spectre idéal. Étant normalisés en amplitude, deux spectres couvrant la même gamme d'amplitude de signaux auront la même intégrale, et l'efficacité sera de 100%.

La figure 4.9 nous montre l'évolution de l'efficacité en fonction du seuil. Une valeur de seuil de 2 mV y paraît suffisante pour une efficacité de détection proche de 100% tout en coupant sur le bruit du PM, ce sera donc cette valeur qui sera prise dans la suite de ce travail. Une telle efficacité est importante afin de pouvoir détecter les faibles dépôts d'énergie lors d'une interaction située en début de chambre. Ces mesures ayant été faites avec un champ de dérive de  $1,2 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ , ce seuil sera suffisamment bas pour les autres champs de dérive, plus faibles, utilisés pour ces acquisitions, étant donné que le rendement de production de scintillation augmente lorsque le champ électrique diminue.

Afin de vérifier cette efficacité pour les dépôts d'énergie de 511 keV, car nous utilisons ces derniers afin de caractériser la réponse du détecteur, nous pouvons sélectionner uniquement les événements comprenant l'un de ces dépôts. En faisant cela à un champ de  $1,2 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ , qui est le champ utilisé dans cette analyse le plus défavorable pour la scintillation, nous obtenons ainsi la figure 4.10. Nous pouvons ainsi voir que les signaux se situent assez largement au-delà de 2 mV pour que nous puissions tous les détecter.

Avec cette mesure de l'efficacité de détection, nous validons la géométrie choisie pour la dé-

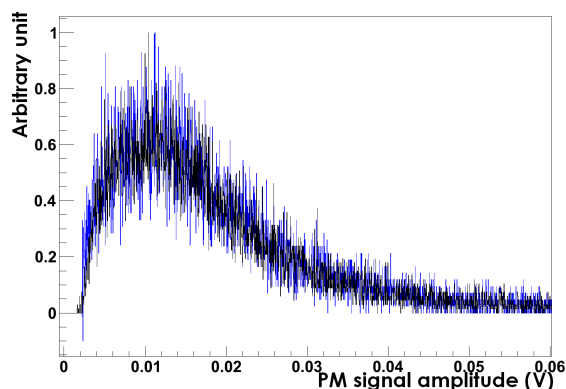


FIGURE 4.7 – Spectres des amplitudes des signaux PM idéal (en bleu) et acquis avec un seuil de 2 mV (en noir), à un champ électrique de dérive de  $1,2 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ .

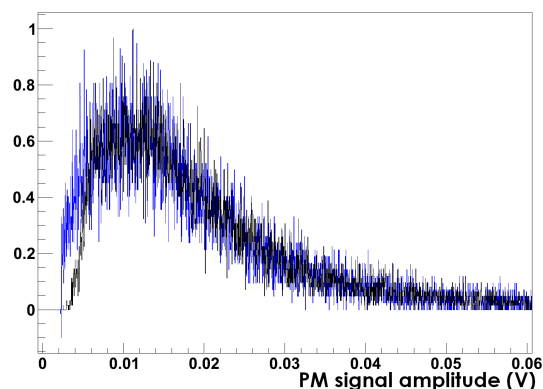


FIGURE 4.8 – Spectres des amplitudes des signaux PM idéal (en bleu) et acquis avec un seuil de 4 mV (en noir), à un champ électrique de dérive de  $1,2 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ .

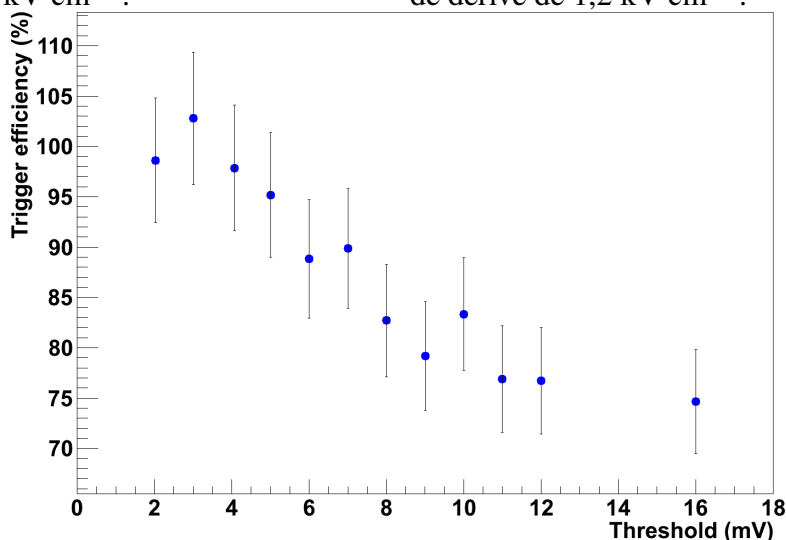


FIGURE 4.9 – Efficacité de déclenchement du trigger en fonction du seuil appliqué sur le signal PM, pour un champ électrique de dérive de  $1,2 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ .

tection de la lumière. Il est donc possible, avec un seul PM fixé à une extrémité de la chambre, celle-ci mesurant 12 cm, d'avoir une efficacité de détection optimale. Il n'est pas nécessaire de placer des PM sur les flancs du détecteur ou d'utiliser des réflecteurs de lumière.

## 4.2 La correction des piédestaux et du bruit mode commun

La figure 4.11 nous montre les signaux bruts des 16 voies de l'anode enregistrées durant un évènement, sans aucun traitement effectué. Nous pouvons y voir que deux pads ont détectés un dépôt d'énergie. D'autre part, nous observons aussi une dispersion des piédestaux de chacune

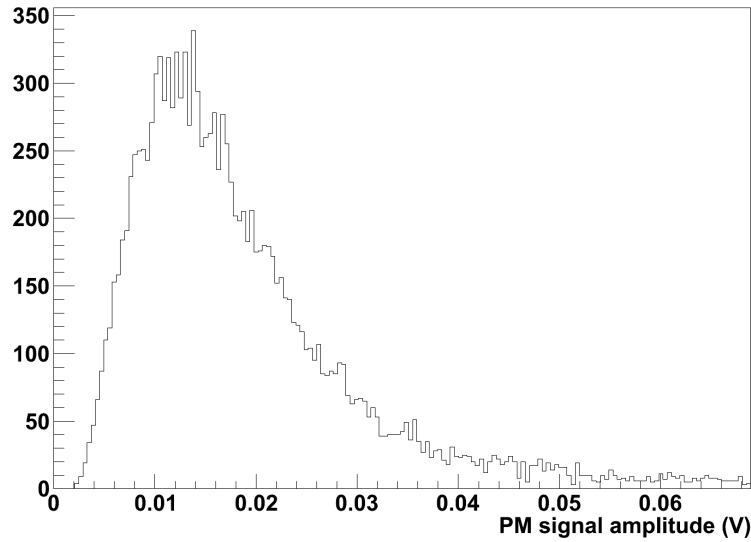


FIGURE 4.10 – Spectre des amplitudes des signaux PM pour des dépôts d'énergie de 511 keV, pour un champ de dérive de  $1,2 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ .

des voies. Pour corriger chacune des voies de son piédestal, nous calculons la moyenne des cinquante premiers et des cinquante derniers échantillons. Ces échantillons sont choisis car il ne contiennent pas de signaux. Nous retranchons ensuite cette moyenne à chacun des échantillons de la voie en question, pour obtenir la figure 4.12. Le fait de prendre le début et la fin de chaque signal permet de corriger des fluctuations basse fréquences qui ont été observés sur les signaux. Sur cette figure, les signaux de l'anode enregistrés pour l'évènement précédent ont été corrigés du piédestal. Nous pouvons remarquer un undershoot après les signaux détectés. Ces undershoots sont dûs au fait que l'étage de remise à zéro de l'IDeF-X n'a pas encore été complètement optimisé pour ce détecteur.

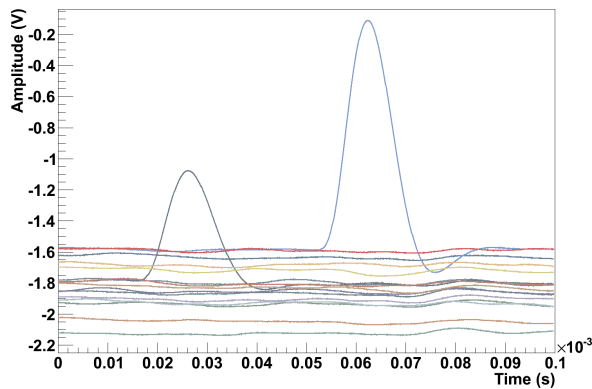


FIGURE 4.11 – Signaux bruts de l'anode enregistrés pour un évènement.

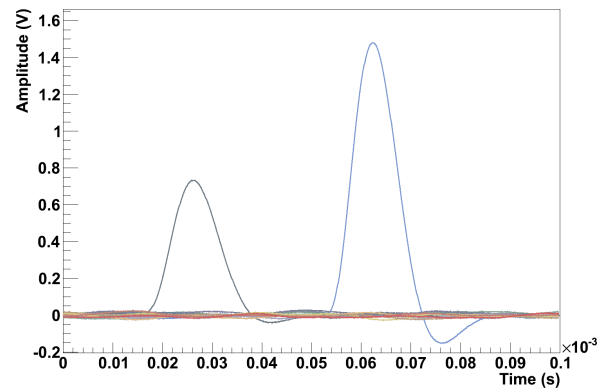


FIGURE 4.12 – Signaux de l'anode corrigés du piédestal pour le même évènement.

Si nous zoomons maintenant sur les voies qui n'ont pas de signal, sur la figure 4.13, nous pouvons observer que les signaux de ces voies sont légèrement corrélés. Cette corrélation des voies est due à un blindage incomplet de l'électronique ainsi qu'à un routage des voies nécessitant encore une optimisation. Pour compenser cet effet, que nous appelons bruit mode commun, nous corrigeons les signaux de toutes les voies en cherchant la composante commune. Pour corriger un échantillon d'une voie, nous prenons les échantillons au même temps de chacune des autres voies. Pour éviter de biaiser la mesure de la composante commune, les échantillons des voies ayant du signal sont rejetés, en appliquant un seuil de 30 canaux, ce qui revient à 44 mV soit 680 électrons. Après quoi, les échantillons sont triés par ordre croissant. Les deux échantillons les plus faibles, ainsi que les deux plus élevés, sont rejetés, une nouvelle fois afin d'éviter qu'une voie ayant un comportement différent ne biaise la mesure. Enfin, nous effectuons la moyenne des échantillons restants et nous soustrayons cette moyenne à l'échantillon à corriger. Cette correction se fait voie par voie, échantillon par échantillon. La figure 4.14 montre les signaux anode corrigés du bruit mode commun pour le même événement que précédemment. Nous pouvons voir que la corrélation des voies est devenue indiscernable. Un travail de développement est actuellement mené afin d'optimiser le routage et le blindage des futures versions de l'électronique, ce qui rendra à l'avenir cette correction obsolète.

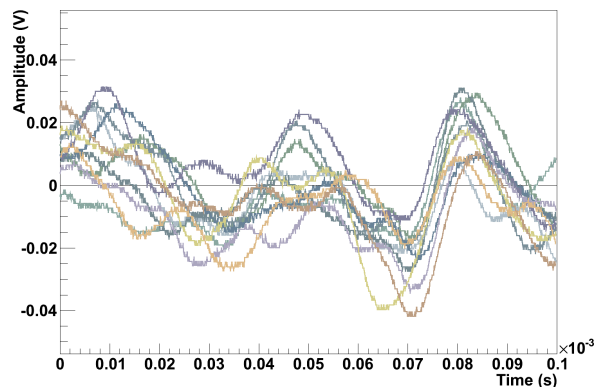


FIGURE 4.13 – Zoom sur les signaux anodes corrigés du piédestal.

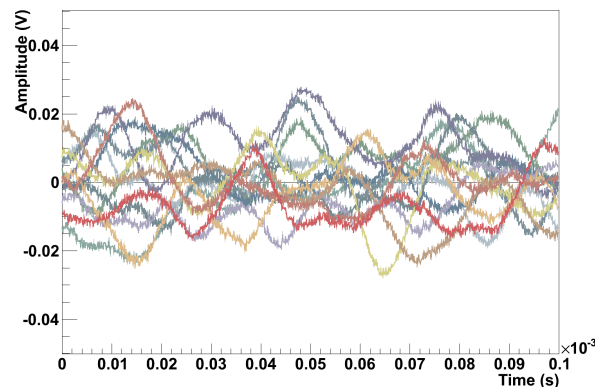


FIGURE 4.14 – Zoom sur les signaux anodes corrigés du bruit mode commun.

Sur la figure 4.15 est visible la dispersion du bruit électronique, une fois les signaux corrigés du bruit mode commun, en nombre d'électron, selon la position du pad. Le bruit est calculé en histogrammant l'amplitude d'échantillons pris dans une zone ne comprenant pas de signal, ce pour tous les événements d'un run, et en prenant l'écart-type de cette distribution. La manière dont nous calibrons le signal des voies pour exprimer le bruit en nombre d'électrons plutôt qu'en volt sera expliquée ultérieurement. Le bruit électronique varie de 80 à 140 électrons selon les voies, avec une moyenne située aux alentours de 90 électrons. Ces valeurs sont très en deçà des spécifications du cahier des charges, puisque le bruit est largement inférieur à 300 électrons. Ce fait est très encourageant, XEMIS est le premier détecteur au xénon liquide à bénéficier d'un

bruit électronique aussi faible, de par l'utilisation d'une électronique très bas bruit efficace.

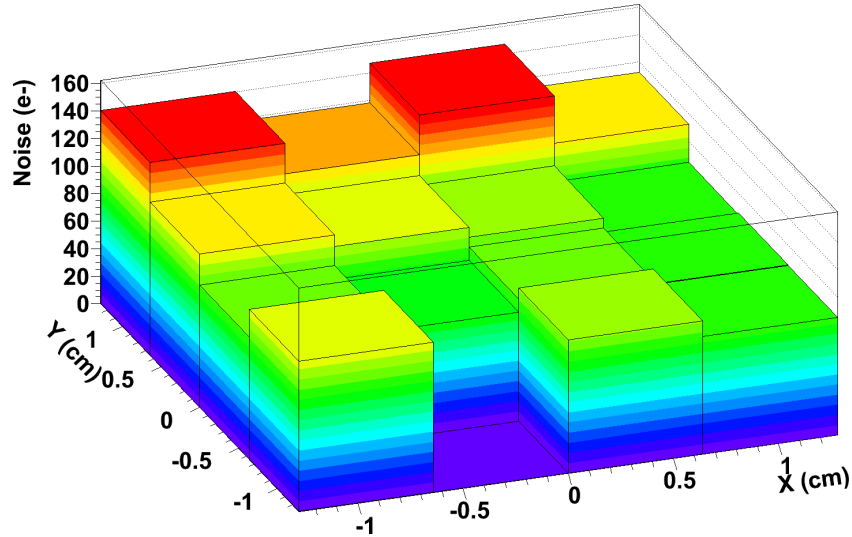


FIGURE 4.15 – Bruit électronique réparti selon l'emplacement géométrique du pixel.

### 4.3 La détection des signaux électroniques

La prochaine étape de l'analyse, après les corrections du piédestal et du bruit présentées précédemment, consiste à identifier les signaux dus à un dépôt d'énergie dans la TPC. La méthode que nous présentons ici n'a pas la prétention d'être parfaite, mais est suffisamment élaborée pour obtenir les résultats recherchés.

Un premier seuil en amplitude, ou seuil primaire, est appliqué sur les signaux électroniques afin de repérer les signaux dus aux dépôts d'énergie les plus importants mesurés sur les pixels de l'anode. Pour chaque signal d'une voie qui dépassera le seuil, il sera créé un objet que nous appelons *digit*. Il contiendra donc le numéro de voie touché, l'amplitude du signal et le temps de la mesure. Nous verrons comment le temps du signal et son amplitude seront calculés, à l'aide d'une méthode basée sur le principe de la discrimination à fraction constante (ou CFD, pour Constant Fraction Discriminator). Une coupure à dix fois le bruit sur l'amplitude des signaux est ensuite appliquée afin de supprimer les passages de seuil dus au bruit et à la durée d'intégration du signal. Une fois les digits primaires enregistrés, nous appliquons un second seuil sur les pixels adjacents aux pixels touchés. Ce seuil, plus bas et donc plus sensible, sert à relever des mesures d'énergie complémentaires au digit primaire effectuées par les pads voisins. Des digits secondaires sont alors créés. Nous verrons enfin la manière dont nous corrigeons les amplitudes de l'ensemble des digits de la non-linéarité de la réponse de l'électronique et de la dispersion

des gains des différentes voies.

### 4.3.1 Application du seuil primaire

La première étape dans la détection de ces signaux consiste à appliquer un seuil en amplitude sur les signaux enregistrés de l'anode. Ce seuil sera baptisé seuil primaire. Lorsque le signal électronique d'une voie dépasse ce seuil, c'est qu'il est probablement dû à un dépôt d'énergie. Nous créons alors un digit.

Le seuil sur l'amplitude est fixé à cinq fois la valeur du bruit électronique corrigé du bruit commun. Cette valeur de cinq fois le bruit fait que, dans le cas d'un bruit électronique gaussien, chaque échantillon de bruit autour de la ligne de base n'a que 0,0041% de chance de passer le seuil. Ce seuil correspond approximativement à un dépôt d'énergie en début de chambre de 9 keV. Il faut donc qu'une interaction dépose au minimum 9 keV dans le xénon pour être mesurée par cette méthode. Étant donné que l'on a une dispersion des gains selon les voies ainsi qu'une légère évolution du bruit dans le temps, ce seuil est défini pour chacune des voies et pour chaque run enregistré. La figure 4.16 nous montre l'évolution du bruit pour une voie sur la durée de la campagne de mesure. La variation du bruit y est plutôt faible, de l'ordre de 5%, ces variations étant très probablement dues à d'infimes variations de la température de l'électronique.

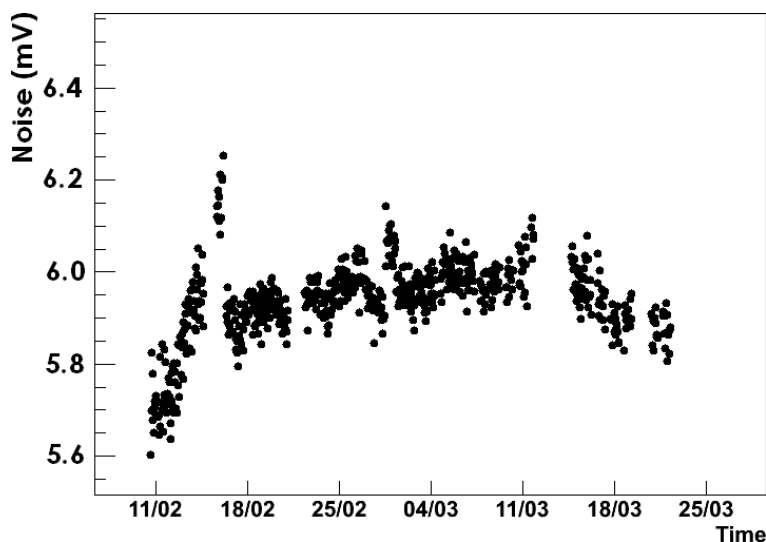


FIGURE 4.16 – Évolution du bruit électronique de la voie numéro 6 durant une campagne d'acquisition

Une fois que le signal dépasse le seuil primaire et que l'on a créé un digit, il reste à déterminer les informations intéressantes que sont, outre le numéro de la voie touchée, l'amplitude du signal, qui est proportionnel à l'énergie déposé en amont du pad, et le temps de dérive des

électrons qui lui correspond. Pour mesurer ces deux dernières informations, nous utilisons un Constant Fraction Discriminator, ou CFD, que nous allons détailler dans le paragraphe suivant.

### 4.3.2 Mesure du temps d'interaction avec un CFD

Pour mesurer le temps de dérive des électrons d'un digit, nous utilisons un CFD [125]. Il s'agit d'un outil de traitement du signal couramment utilisé en électronique. Le principe du CFD s'inspire de la méthode mathématique consistant à trouver le point où s'annule la dérivée d'une fonction pour trouver son maximum. En l'occurrence, le CFD consiste à prendre le signal testé et à le dupliquer. La copie du signal est ensuite décalée d'une valeur correspondant au temps d'intégration, soit  $9,6 \mu\text{s}$  puis est soustraite au signal original. Le temps de passage à zéro du signal issu de cette opération est indépendant de l'amplitude du signal original et est situé toujours à la même position sur le signal. Cela permet donc une mesure très précise du temps associée à un digit, et ce de manière indépendante de son amplitude. La figure 4.17 nous montre un exemple de calcul de PSD pour un signal. En rouge, nous pouvons voir l'ajustement d'une fonction linéaire servant à déterminer précisément le temps de passage à zéro.

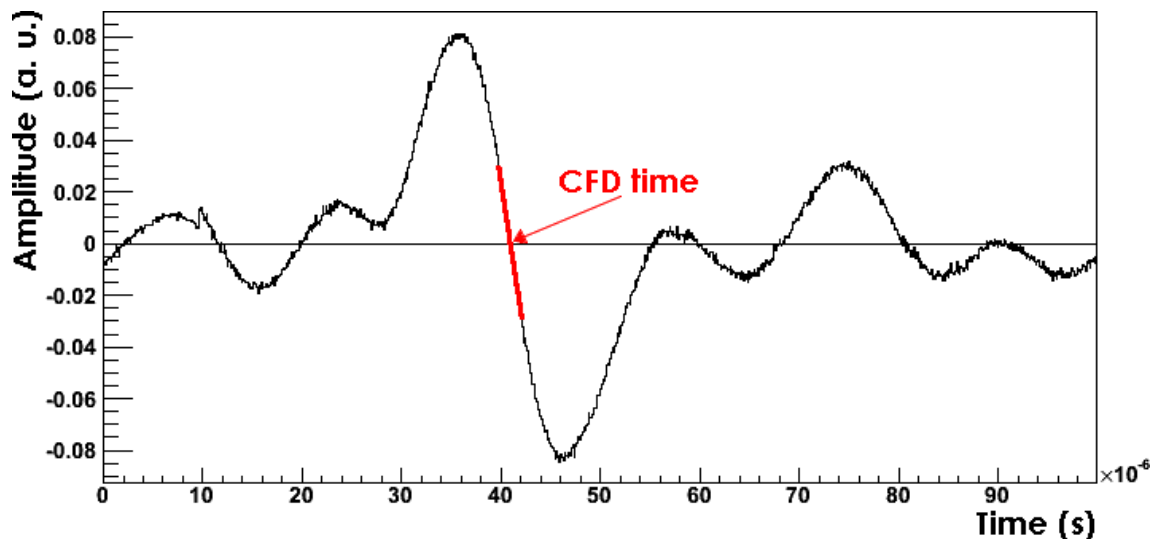


FIGURE 4.17 – Exemple d'un signal obtenu par la méthode du PSD. En rouge, la fonction linéaire servant à trouver le temps de passage à zéro.

### Rejet des événements avec du pile-up

Le pile-up se produit lorsque deux interactions ont lieu au-dessus d'un pad à une distance inférieure à la distance valant le produit du temps d'intégration du signal par la vitesse de dé-



rive des électrons. Dans ce cas, les signaux de ces deux interactions seront superposés et le signal intégré par l'électronique sera déformé. La figure 4.18 nous montre un exemple d'évènement avec du pile-up. Nous pouvons y voir que la forme du signal d'anode est proche d'une somme de deux gaussiennes, et que cette forme se retrouve sur le signal CFD.

L'utilisation du CFD permet de s'affranchir au moins en partie de ce problème de pile-up. En effet, puisque le temps de passage à zéro du signal CFD ne dépend pas de l'amplitude, c'est que la pente de ce signal varie avec l'amplitude. Nous pouvons voir sur la figure 4.20 que cette pente varie linéairement avec l'amplitude, elle est ajustée par la fonction affine en rouge.

Les signaux contenant du pile-up étant déformés, ils ne suivent pas cette pente. Pour une même amplitude, la pente sera plus faible, le signal étant plus étalé dans le temps. Nous pouvons voir sur la figure 4.19 une comparaison entre deux signaux gaussiens simulés, l'un normal et l'autre avec du pile-up. La pente du premier cas est plus importante que dans le second, alors que son amplitude est plus faible.

Pour pouvoir identifier ces digits, nous effectuons donc une coupure autour de la pente. La figure 4.21 nous montre la distribution de la différence entre la pente de la droite de référence et la pente des évènements, à l'amplitude des digits. Pour cette amplitude donnée, si la pente du signal CFD n'est pas comprise à  $\pm 10^4 \text{ V}\cdot\text{s}^{-1}$  de la pente de référence, ce qui correspond à trois fois l'écart-type, l'évènement est identifié comme contenant du pile-up et est donc rejeté. Cette coupure est représentée par les droites vertes et bleues sur les figures 4.20 et 4.21.

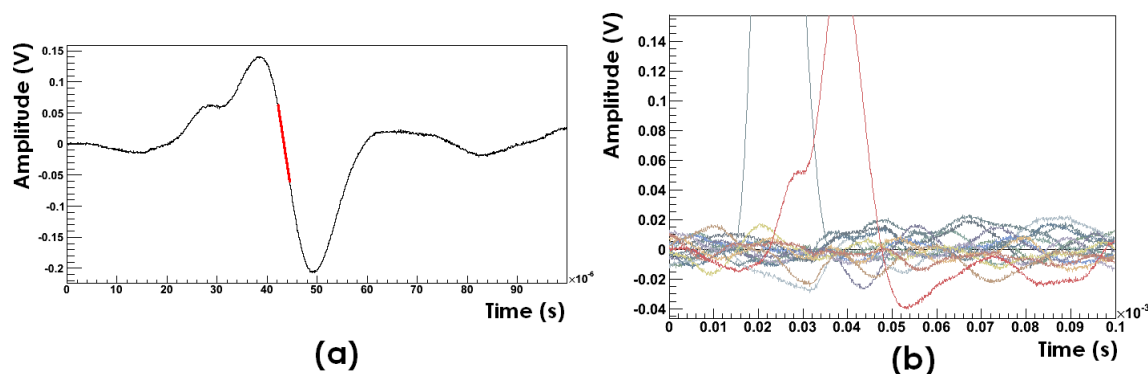


FIGURE 4.18 – Exemple d'un évènement avec pile-up rejeté par une coupure sur les pentes. a) Signal CFD calculé pour cet évènement, b) Représentation des signaux des 16 voies électroniques pour l'évènement enregistré. La voie avec du pile-up est tracée couleur bordeaux.

### Mesure de la résolution temporelle des digits

Les figures 4.22 et 4.23 nous montrent la distribution des temps CFD obtenus avec un champ de dérive de  $0,5 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ , pour la voie numéro 6, avec respectivement une échelle linéaire et logarithmique. Nous pouvons remarquer que le début est bien marqué. La fin de la chambres

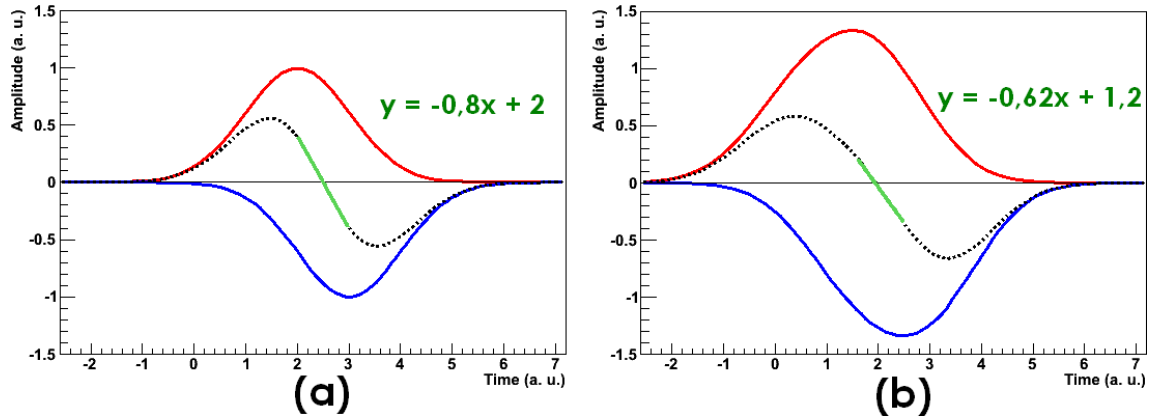


FIGURE 4.19 – Exemples de calcul de PSD pour des signaux gaussiens. En rouge ; le signal original, en bleu ; le signal inversé et décalé, en noir ; le signal résultant de la somme des deux précédents, en vert ; la fonction affine ajustée sur la pente du signal CFD, qui sert à déterminer le temps de passage à zéro. Les amplitudes et les temps sont arbitraires. a) Cas d'un signal gaussien. b) Cas d'une somme de deux signaux gaussiens décalés en temps, représentant un signal avec du pile-up.

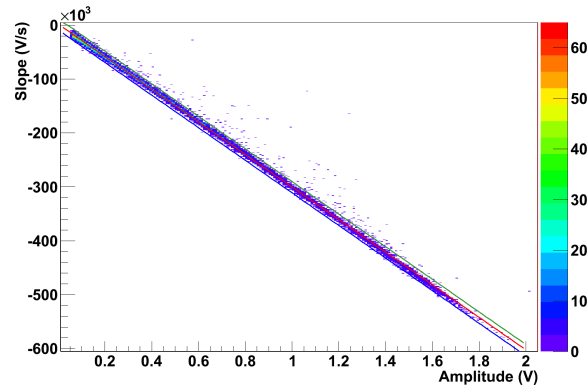


FIGURE 4.20 – Pente de la droite ajustant le signal CFD en fonction de l'amplitude du signal, pour la voie 10. La fonction affine en rouge ajuste la distribution. Les droites en bleu et vert représentent les limites inférieures et supérieures de validité.

est moins visible, notamment sur la figure 4.23, ce qui est surtout dû à une faible statistique à cause de l'atténuation des photons gammas dans le xénon. Il n'y a pas d'effet de seuil en début de chambre dû à une inefficacité du trigger qui soit visible. Quelques événements fortuits ou bruités sont présents en-dehors des limites de la chambre, sans que cela soit anormal. La décroissance du nombre d'événements avec la hauteur suit la loi d'absorption des photons par le xénon, qui est exponentielle. On notera aussi que le début de la distribution ne se situe pas à un temps égal à zéro. Cela s'explique par le fait qu'il y a un offset de temps dû à l'enregistrement. Cet offset temporel est propre à chaque voie, étant donné la dispersion des temps de peaking

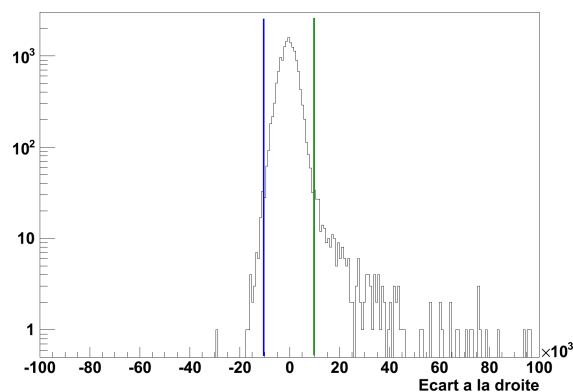


FIGURE 4.21 – Distribution des écarts à la pente pour une amplitude de signal donnée. En vert et en bleu, l’emplacement des coupures effectuées sur les pentes.

des voies électroniques, et sera systématiquement retranché lors de la suite de ce travail.

Le fait que le début de la chambre soit très marqué va nous permettre d’estimer la résolution temporelle des temps CFD en début de chambre. Pour cela, nous ajustons le début de la distribution de chaque voie par une fonction erf de gaussienne. La figure 4.24 montre la résolution temporelle déterminée de cette manière pour chacune des voies. La résolution temporelle moyenne des temps CFD est de  $171 \pm 32$  ns.

Si nous estimons de la même manière que précédemment la résolution temporelle en début de chambre pour une voie, en l’occurrence la voie numéro 6, en fonction de l’amplitude du signal, nous obtenons la figure 4.25. Nous pouvons voir que la résolution temporelle est constante pour des amplitudes supérieures à 0,4 V. La résolution moyenne pour ces amplitudes est de  $92,2 \pm 4,3$  ns. Cette valeur est principalement due au calage des clocks entre les cartes d’acquisition des signaux PM et anode. Pour les signaux de faible amplitude, la résolution se dégrade jusqu’à atteindre  $\approx 400$  ns. Cette dégradation est due conjointement au rapport signal à bruit et à la précision du CFD qui diminuent lorsque l’amplitude décroît. Les résolutions temporelles moyennes des voies présentées sur la figure 4.24 sont issues de ces distributions selon l’amplitude.

Les résolutions temporelles présentées ici ne sont pas définitives, puisqu’il reste encore l’étape de la clusterisation à venir dans le traitement des données. Ces résolutions sont cependant en très bon accord avec le cahier des charges, puisqu’elles donnent en moyenne une résolution spatiale le long de l’axe  $z \approx 240 \mu\text{m}$ , pour un champ de dérive de  $0,5 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ .

### Recherche de l’amplitude du signal

Une fois que le temps CFD du signal est déterminé, il reste à calculer l’amplitude maximale du signal. Or, le temps CFD ne correspond pas au temps du maximum mais est situé toujours à la même position sur le signal. Nous avons donc mené une étude afin de déterminer quel est le temps de décalage entre le maximum de l’amplitude et le temps CFD.

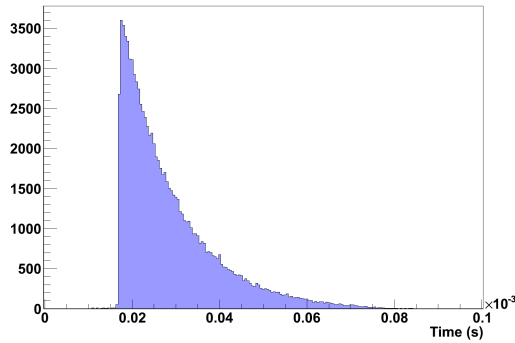


FIGURE 4.22 – Distribution des temps CFD pour la voie numéro 6, à un champ de dérive de  $0,5 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ .

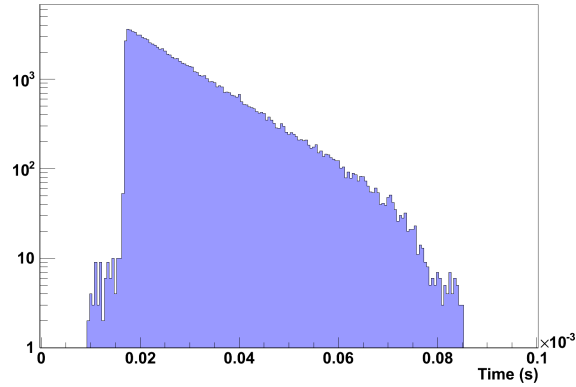


FIGURE 4.23 – Distribution des temps CFD pour la voie numéro 6, à un champ de dérive de  $0,5 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ , en échelle logarithmique.

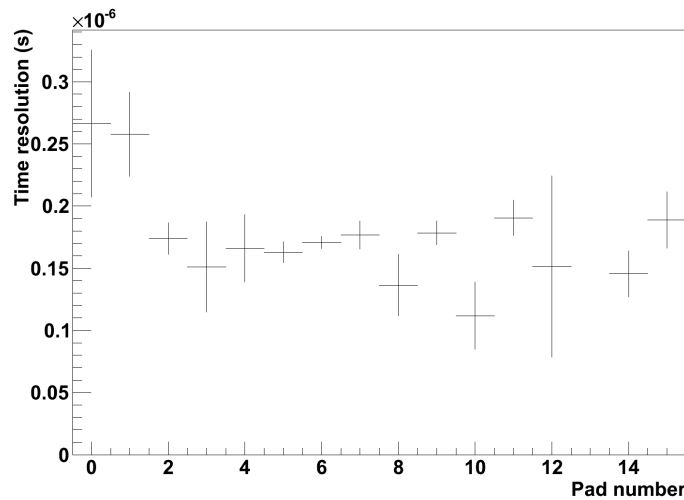


FIGURE 4.24 – Résolution temporelle des temps CFD des digits, estimée par ajustement d'une fonction erf de gaussienne, pour chaque voie électronique.

Pour cela, nous avons ajusté, pour plusieurs milliers de digits, la courbe du signal PSD par un polynôme d'ordre 4. La figure 4.26 nous montre l'exemple d'un de ces ajustements. Pour chacune des voies, nous avons ensuite histogrammé le nombre d'échantillons temporels séparant le maximum du polynôme du temps CFD. Nous pouvons voir sur les figure 4.27, 4.28, 4.29 et 4.30 les distribution qui en sont issus pour quatre de ces voies. Nous pouvons voir que la distribution est très piquée, avec une dispersion des décalages au niveau faibles amplitudes. Cette dispersion est due au fait que pour de faibles amplitudes, l'ajustement du pic par un polynôme est plus biaisé par le bruit, ce qui donne une erreur sur l'estimation du maximum. Cet effet

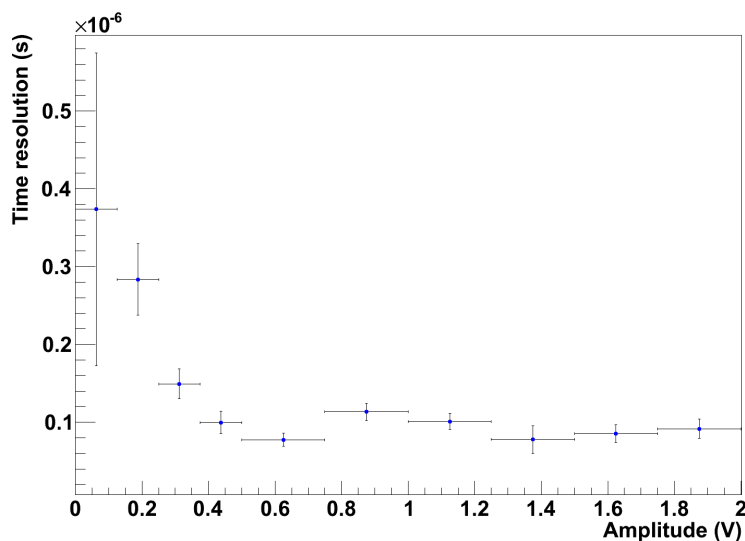


FIGURE 4.25 – Résolution temporelle des temps CFD des digits en fonction de l’amplitude mesurée, estimée par ajustement d’une fonction erf de gaussienne, pour la voie d’électronique numéro 6.

s’ajoute à la dégradation de la précision du CFD aux faibles amplitudes. Il ressort clairement de ces courbes que le nombre d’échantillons temporels de décalage entre le temps CFD et le temps du maximum du signal est, pour une voie donnée, toujours le même. En l’occurrence, le nombre d’échantillon vaut, selon la voie, soit 63 ou 64 échantillons (ce qui correspond respectivement à un temps de 5,04 et 5,12  $\mu\text{s}$ ), et ce indépendamment de l’amplitude du signal. La faible dispersion de cet écart selon les voies s’explique par les variations du temps d’intégration des voies.

En prenant l’amplitude du signal situé 63 (ou 64) échantillons avant le temps du CFD, nous sommes donc capables de mesurer la somme du signal et du bruit d’un pulse. Ce ne serait pas le cas avec, par exemple, une recherche du maximum sur ce pulse, qui mesurerait en réalité la somme du maximum du bruit et du maximum du signal.

### Coupure sur l’amplitude du signal

Une coupure est appliquée sur l’amplitude calculée du signal. En effet, étant donné que le temps d’intégration du signal est assez long, 9,6  $\mu\text{s}$ , le signal reste relativement longtemps à une amplitude proche du seuil. Cela fait que le bruit blanc a alors plus de chance de franchir ce seuil. Il en résulte une quantité assez importante de digits faux-positifs. Nous avons donc mené une étude afin de pouvoir éliminer ces digits erronés.

Pour cela, nous avons pris les amplitudes des digits localisés sur la même voie ainsi que l’amplitude du minimum du signal entre ces deux digits. La figure 4.31 est une illustration de la

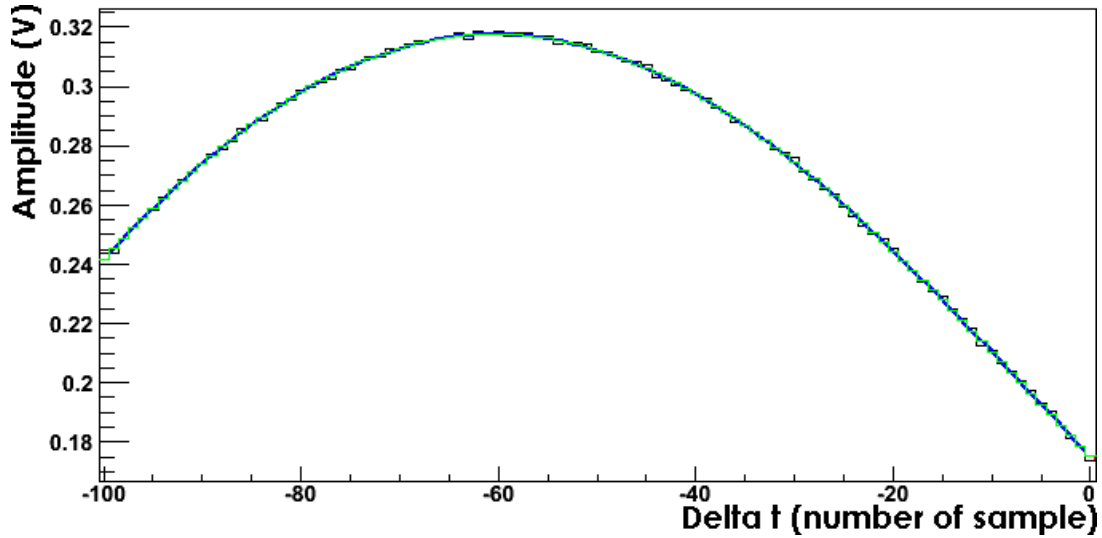


FIGURE 4.26 – Ajustement du signal CFD par un polynôme d'ordre 4.

mesure de ces amplitudes.  $A_1$  est l'amplitude du premier digit,  $A_2$  l'amplitude du second digit et  $A_3$  l'amplitude du minimum. Dans le cas présenté sur la figure 4.31, les deux digits sont à conserver.

La figure 4.32 nous montre la distribution du rapport  $\frac{A_1}{A_3}$  en fonction de  $\frac{A_2}{A_3}$ . La zone aux rapports d'amplitude positifs regroupe les ensembles de deux digits entre lesquels le signal n'est pas repassé par zéro. La zone aux rapports négatifs regroupe les ensembles de digits avec un undershoot éventuel. Plusieurs zones ont été délimitées, que nous allons décrire. La zone numéro 1 contient des couples de digits de très faibles amplitudes, au ras du seuil, qui sont des faux-positifs. Dans la zone numéro 2, l'amplitude  $A_1$  du premier digit est grand devant  $A_2$ , sans qu'ils soient séparés par un passage à zéro. Il y a de fortes probabilités pour que le premier digit soit dû à un vrai signal et le second au bruit. Il en est de même dans la zone 3. Même si les deux digits sont séparés par un passage à zéro, le second est probablement dû au bruit. Dans les zones 4 et 5, à l'inverse, c'est le second digit qui est grand et donc probablement dû à un signal et le premier est à éliminer. Enfin, les événements en diagonal n'ont pas de signification physique réel. Il s'agit de couples de digits de faibles amplitudes égales. Il s'agit aussi de faux-positifs.

La coupure la plus simple et la plus efficace que nous avons trouvée consiste à éliminer tous les digits dont l'amplitude est inférieure à 10 fois l'écart-type du bruit électronique. La figure 4.33 nous montre la distribution du rapport  $\frac{A_1}{A_3}$  en fonction de  $\frac{A_2}{A_3}$  lorsque  $A_1$  ou  $A_2$  est supérieur à 10 fois le bruit. Nous pouvons voir que la zone 1 et la diagonale, qui contenaient uniquement des faux-positifs, sont éliminées. Cette coupure sera donc appliquée dans le reste de ce travail. Cela revient à demander un dépôt d'énergie sur un seul pixel d'au minimum  $\approx 18$  keV en début de chambre.

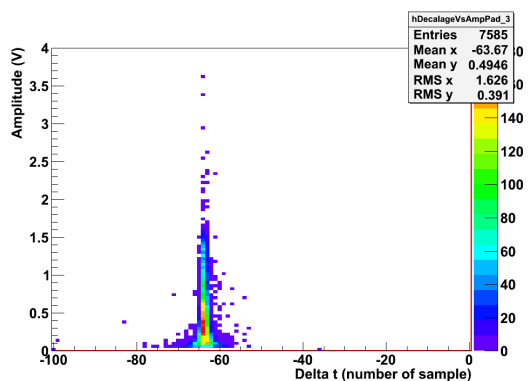


FIGURE 4.27 – Distribution du nombre d'échantillons temporels d'écart entre le maximum du signal et le temps CFD, selon l'amplitude, pour la voie numéro 3.

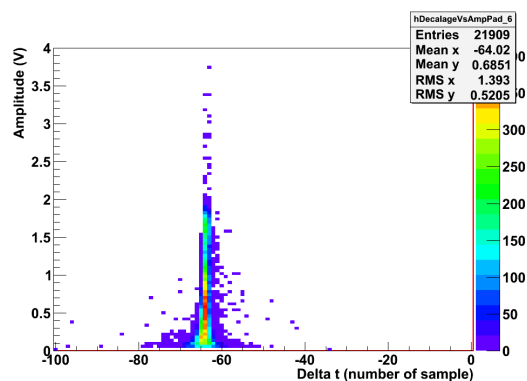


FIGURE 4.28 – Distribution du nombre d'échantillons temporels d'écart entre le maximum du signal et le temps CFD, selon l'amplitude, pour la voie numéro 6.

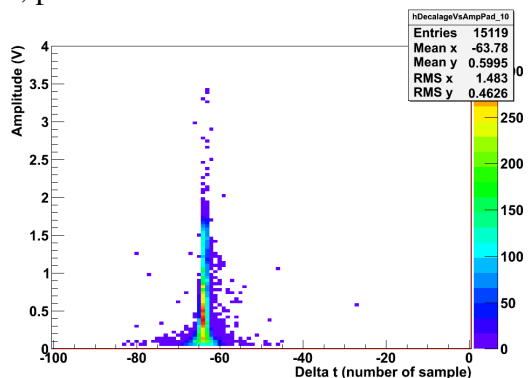


FIGURE 4.29 – Distribution du nombre d'échantillons temporels d'écart entre le maximum du signal et le temps CFD, selon l'amplitude, pour la voie numéro 10.

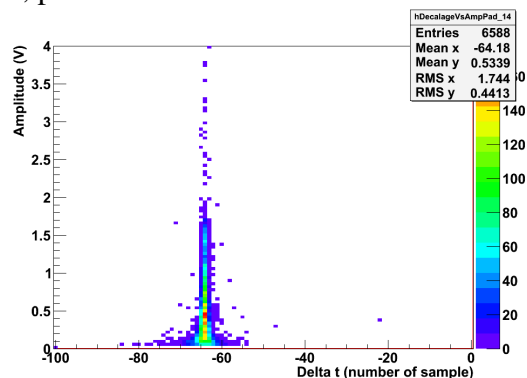


FIGURE 4.30 – Distribution du nombre d'échantillons temporels d'écart entre le maximum du signal et le temps CFD, selon l'amplitude, pour la voie numéro 14.

### 4.3.3 Application du seuil secondaire

Une fois qu'un digit a été enregistré, c'est-à-dire une fois que le seuil primaire a été franchi par le signal d'une voie et que le temps CFD a été calculé et validé, nous appliquons sur les pads adjacents un second seuil. Ce seuil secondaire est plus faible que le seuil primaire, donc plus sensible, et vaut deux fois le bruit électronique. Le seuil secondaire sert à rechercher s'il n'y a pas un faible signal dû à la même interaction, qui soit mesuré par l'un des pads adjacents au pad primaire et inférieur au seuil primaire. Cela permet de compléter la mesure de l'énergie d'une interaction.

Nous n'appliquons pas directement un seuil primaire valant deux fois le bruit électronique. En effet, dans ce cas, chaque échantillon de bruit aurait 5% de chance de franchir le seuil. Il y aurait alors trop de faux positifs.

Pour appliquer ce seuil, nous prenons l'amplitude de l'échantillon temporel correspondant au

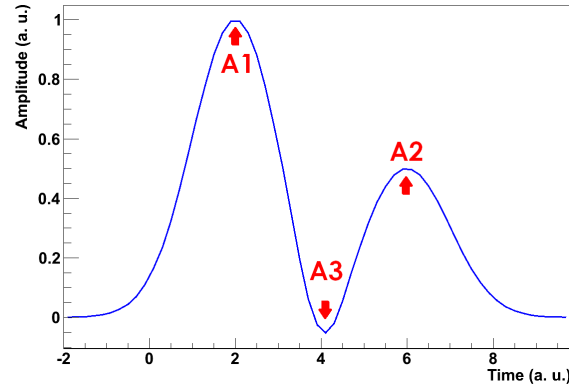


FIGURE 4.31 – Représentation schématique du signal d’une voie d’anode avec deux digits. A1 est l’amplitude du premier digit, A2 l’amplitude du second et A3 la valeur du minimum entre les deux.

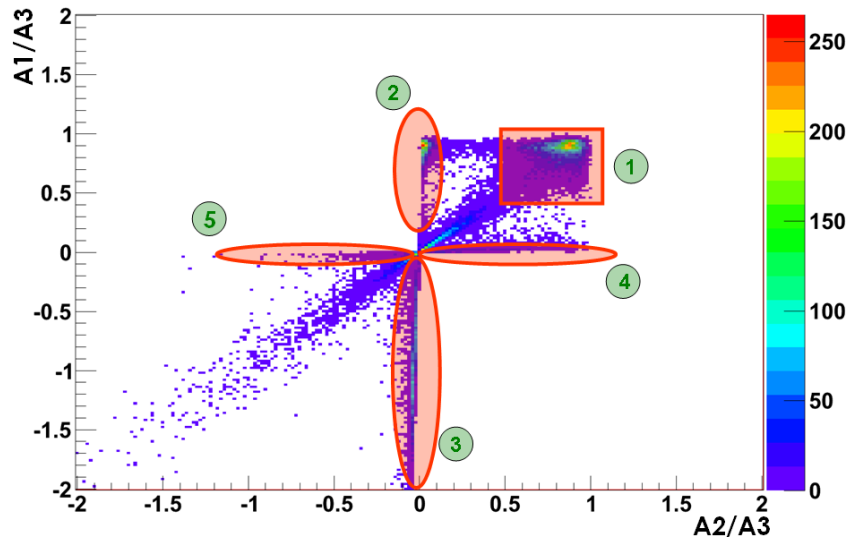


FIGURE 4.32 – Distribution du rapport  $\frac{A1}{A3}$  en fonction de  $\frac{A2}{A3}$ . Les zones contourées sont expliquées dans le texte.

temps du maximum du digit primaire, et ce pour toutes les voies adjacentes au pad où le signal est détecté. Si le seuil secondaire est dépassé, nous créons alors un digit. Ces digits secondaires ont alors le même temps CFD que le digit primaire et l’amplitude correspondant au signal de leurs voies respectives.

#### 4.3.4 Correction de la non-linéarité de la réponse en amplitude

La réponse en amplitude de l’électronique front-end est légèrement non linéaire aux grandes amplitudes, avant la saturation. Pour corriger de cet effet, nous avons mesuré cette non linéarité



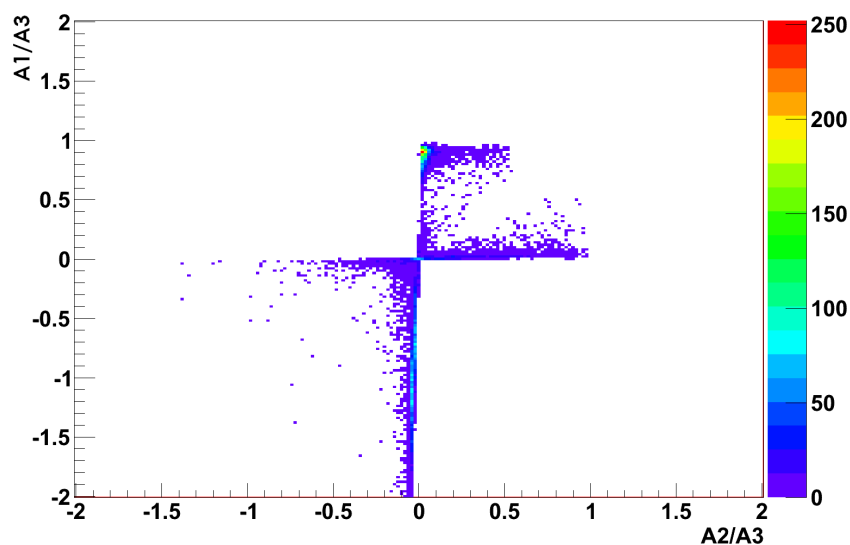


FIGURE 4.33 – Distribution du rapport  $\frac{A1}{A3}$  en fonction de  $\frac{A2}{A3}$  après coupure à 10 fois le bruit sur l'amplitude des digits.

en injectant à travers la grille et dans les conditions expérimentales un signal d'amplitude variable sur toutes les voies électroniques.

La figure 4.34 nous montre l'évolution de l'amplitude de la réponse de l'électronique en fonction de l'amplitude du signal injecté ainsi que l'ajustement de cette réponse par une fonction affine, et ce pour la voie numéro 3. Nous discernons clairement qu'à partir d'une amplitude du signal injecté de 50 mV, la réponse devient non-linéaire. La figure 4.35 représente pour la même voie l'écart, en pourcentage, entre la réponse de la voie et la droite linéaire. Cet écart reste relativement faible, de l'ordre de 5% au maximum.

Pour calculer la correction à appliquer aux amplitudes des digits, nous ajustons l'évolution montrée sur la figure 4.35 par une fonction exponentielle, celle-ci reproduisant plutôt fidèlement l'évolution de la non-linéarité. Cette correction est calculée et appliquée pour chacune des voies. Les figures 4.36 et 4.37 nous montrent, toujours pour la même voie, l'évolution de la réponse et l'écart à la linéarité en fonction de l'amplitude du signal injecté, après correction. Nous pouvons voir que l'écart à la linéarité devient très faible, de l'ordre de 1% avant la saturation.

La correction permet de rendre négligeable l'effet de la non-linéarité. Ceci est d'autant plus vrai que la non-linéarité apparaît pour des amplitudes en sortie de l'électronique de l'ordre de 3 V, tandis que les signaux dus à un dépôt d'énergie de 511 keV utilisés pour caractériser la TPC valent  $\approx 1,7$  V. Cette correction est donc amplement suffisante dans le cadre de ce travail.

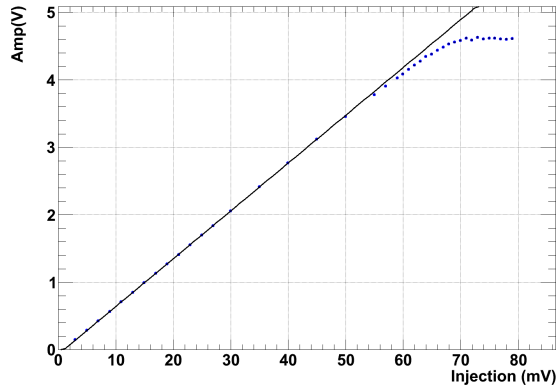


FIGURE 4.34 – Amplitude de la réponse de l'électronique en fonction de l'amplitude du signal injecté sur la voie 3 à travers la grille du MICROMEGAS. En noir, la droite représente une réponse parfaitement linéaire.

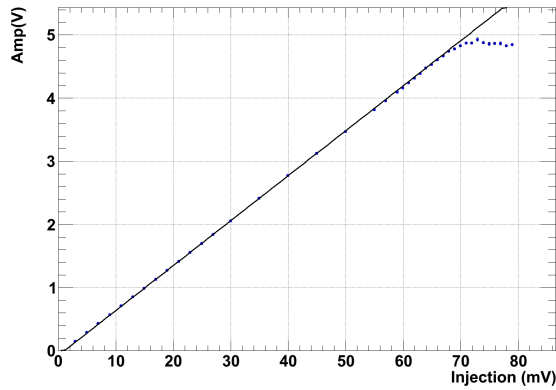


FIGURE 4.36 – Amplitude de la réponse de l'électronique après correction de la non-linéarité en fonction de l'amplitude du signal injecté sur la voie 3.

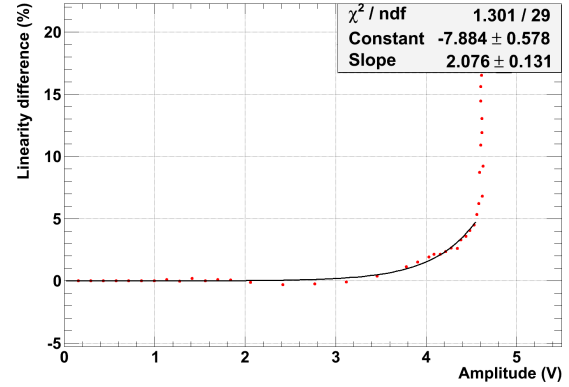


FIGURE 4.35 – Écart à la linéarité, en %, en fonction de l'amplitude du signal injecté sur la voie 3. La distribution est ajusté par une fonction exponentielle croissante afin de pouvoir corriger de l'effet de non-linéarité aux grandes amplitudes.

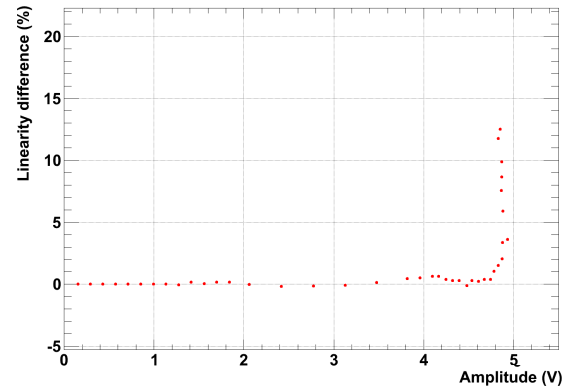


FIGURE 4.37 – Écart à la linéarité après la correction de la non-linéarité, en %, en fonction de l'amplitude du signal injecté sur la voie 3.

### 4.3.5 Correction de la dispersion des gains

La dispersion des gains des voies électroniques fait qu'il est nécessaire de mesurer les gains de chaque voie afin de faire un calibrage relatif. Pour cela, nous créons un spectre des amplitudes pour chaque voie, en prenant uniquement des événements avec un seul digit et donc une seule voie qui déclenche, et nous ajustons le pic photoélectrique de chacun de ces spectres par une gaussienne. La moyenne de cette gaussienne nous donne l'amplitude correspondant à un dépôt d'énergie de 511 keV pour chacune des voies. La figure 4.38 nous montre un exemple de cet ajustement pour la voie numéro 7.

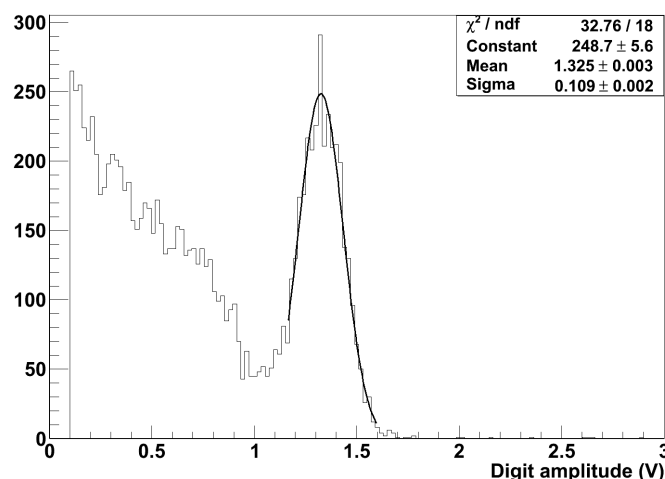


FIGURE 4.38 – Spectre de l’amplitude des signaux utilisé pour la calibration de la voie numéro 7. Les signaux utilisés sont pris pour des événements avec un seul dépôt d’énergie, mesuré par une seule voie.

Nous assumons alors comme référence la voie numéro 6, qui bénéficie de la plus grande statistique de comptage grâce à la collimation, afin de définir le facteur de calibration relatif de chaque voie. Celui-ci est égal, pour chaque voie, au rapport de la moyenne du pic photo-électrique de la voie 6 par la moyenne de la voie en question. La figure 4.39 nous montre la distribution de ces facteurs de calibration pour chaque voie. Ces facteurs sont très bien déterminés, avec une erreur inférieure à 0,5% dans le cas des voies centrales, et inférieure à 1,6% dans le cas de certaines voies situées dans les coins de l’anode. Celles-ci sont pénalisées par une faible statistique, due à la collimation.

### 4.3.6 Conclusion

Afin de détecter les dépôts d’énergie parmi les signaux enregistrés de l’anode, nous appliquons deux seuils sur l’amplitude des signaux. Le premier seuil, le seuil primaire, est calculé pour chacune des seize voies et est égal à cinq fois le bruit électronique de la voie en question. Lorsque le signal enregistré dépasse ce seuil, nous obtenons alors un digit, qui va conserver les informations sur le temps de dérive du signal électronique, l’amplitude mesurée de ce signal et la voie touchée. Une coupure sur l’amplitude à dix fois le bruit électronique est appliquée afin de supprimer les digits correspondants à des faux-positifs, ce qui revient à demander la détection par un pixel d’un dépôt d’énergie de 18 keV en début de chambre. Les digits primaires passant cette coupure sont conservés. Le seuil secondaire est alors appliqué sur les voies adjacentes à la

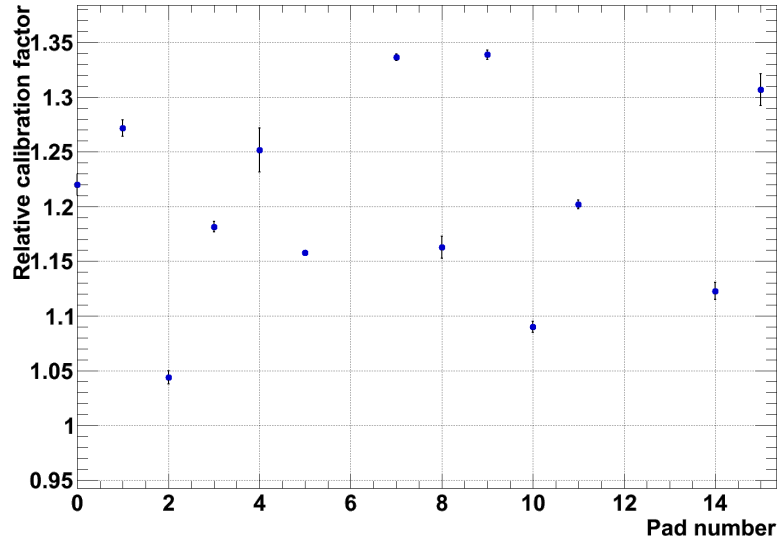


FIGURE 4.39 – Distribution des facteurs de calibration relatif en amplitude selon le numéro de voie électronique.

voie touchée. Ce seuil, plus sensible, permet de relever les faibles dépôts d'énergie qui pourrait compléter le signal primaire. Le temps du signal primaire est calculé en utilisant une méthode de discrimination par fraction constante. Cela permet de mesurer les temps avec une résolution moyenne de l'ordre de 170 ns, ce qui équivaut à une résolution spatiale le long de l'axe des  $z$   $\approx 240 \mu\text{m}$ . L'amplitude du signal est mesurée à un temps décalé par rapport au temps du CFD fixe. Cette amplitude est ensuite corrigée de la non-linéarité du détecteur ainsi que la dispersion des gains.

## 4.4 La clusterisation des signaux

L'étape suivante de l'analyse est la clusterisation des signaux. Cela consiste à regrouper, à clusteriser, les signaux issus d'une même interaction qui sont mesurés par différents pixels. En effet, le nuage électronique issu d'une interaction peut se situer à cheval sur plusieurs pads. Il s'agit donc de regrouper différents digits issus de la mesure d'une même interaction pour créer un nouvel objet informatique, baptisé *cluster*. Un cluster correspond donc à une interaction. Ce cluster contient l'amplitude du signal total et les trois coordonnées spatiales  $x$ ,  $y$  et  $z$  de l'interaction. L'amplitude du cluster vaut la somme des amplitudes des différents digits qui le composent. Les coordonnées  $x$  et  $y$  sont calculées en effectuant le barycentre des coordonnées des différents voies touchées pondéré par l'amplitude du signal sur chaque voie. Le temps de l'interaction, et donc la coordonnées spatiale  $z$ , sont choisies comme étant ceux du digit ayant la plus grande amplitude. En effet, celui-ci a donc la meilleure précision sur la mesure du temps

CFD. La multiplicité d'un cluster est définie ici comme étant le nombre de digits qu'il contient, et donc le nombre de voies par lequel a été mesurée l'interaction.

Nous effectuons cette clusterisation en suivant la méthode suivante. Pour chaque digit d'un événement enregistré, nous regardons s'il n'y a pas un digit situé sur un pad adjacent et dont le temps CFD est compris dans une fenêtre temporelle de  $\approx 260$  ns autour du temps du premier digit. La manière dont nous avons choisi cette valeur de  $\approx 260$  ns sera expliqué plus avant dans ce paragraphe. Un pad est considéré comme adjacent avec un autre lorsqu'il a une arête commune. Si un ou plusieurs digits sont ainsi adjacents spatialement et temporellement, ils sont clusterisés avec le premier digit. La même opération de recherche est ensuite menée pour chacun des digits ajoutés, jusqu'à reconstituer le signal total.

#### 4.4.1 Recherche de la fenêtre temporelle de clusterisation

Nous avons mené une étude afin de déterminer quelle fenêtre temporelle il faut appliquer lors d'une clusterisation. Pour cela, nous avons prospecté des événements candidats au fait de posséder un unique cluster contenant deux digits. En effet, puisque lors de la clusterisation nous comparons les temps des digits deux à deux, il nous faut étudier la distribution des temps dans les cas à deux voies touchées. La figure 4.40 nous montre l'écart en temps entre deux digits en fonction de l'amplitude la plus faible de ces deux digits. Cette distribution paraît uniforme pour des amplitudes comprises entre 0,2 et 1,0 V tandis que la dispersion des temps augmente pour des amplitudes plus faibles. Cette dispersion s'explique une fois encore par la précision du CFD qui diminue avec l'amplitude, ainsi que par l'influence du bruit.

Nous effectuons ensuite un découpage de cette distribution selon l'amplitude du digit le plus faible. La figure 4.41 nous montre ainsi la distribution des écarts de temps pour une tranche en amplitude donnée. Ces distributions peuvent être ajustées par une somme de deux gaussiennes. La fonction gaussienne la plus étroite, ici en bleu, est due à la dispersion temporelle des digits d'une même interaction. La gaussienne la plus large est due à des séquences d'interactions Compton. Les différentes interactions d'une séquence Compton d'un photon sont en général bien séparées dans l'espace, que ce soit en profondeur et en latéral. La probabilité importante,  $\approx 20\%$ , d'un photon de 511 keV d'effectuer une interaction Compton avec le xénon liquide fait qu'il est inévitable qu'une certaine part des clusterisations contiennent des séquences Compton.

La figure 4.42 nous présente l'évolution de l'écart type de la gaussienne due à la dispersion temporelle en fonction de l'amplitude du digit le plus faible. L'écart-type se dégrade fortement jusqu'à  $\approx 700$  ns pour des amplitudes inférieures à 0,3 V, tandis qu'elle paraît constante pour des amplitudes plus importantes. Pour trouver la largeur de la fenêtre à appliquer, nous décidons de prendre trois fois l'écart-type moyen dans la zone quasi-constante. Par l'ajustement d'une fonction constante, nous obtenons alors une largeur de fenêtre égale à  $3 \times 257$  ns. Cette valeur

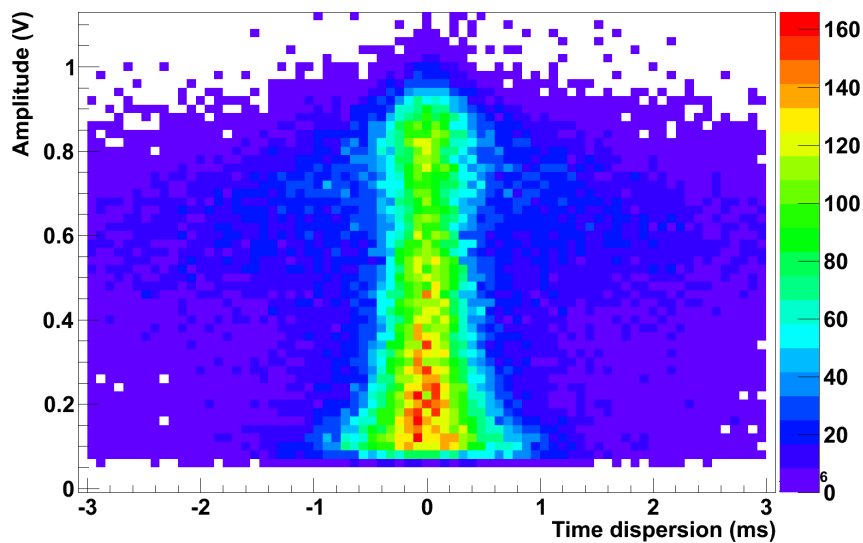


FIGURE 4.40 – Dispersion temporelle des digits en fonction de l'amplitude du digit le plus faible

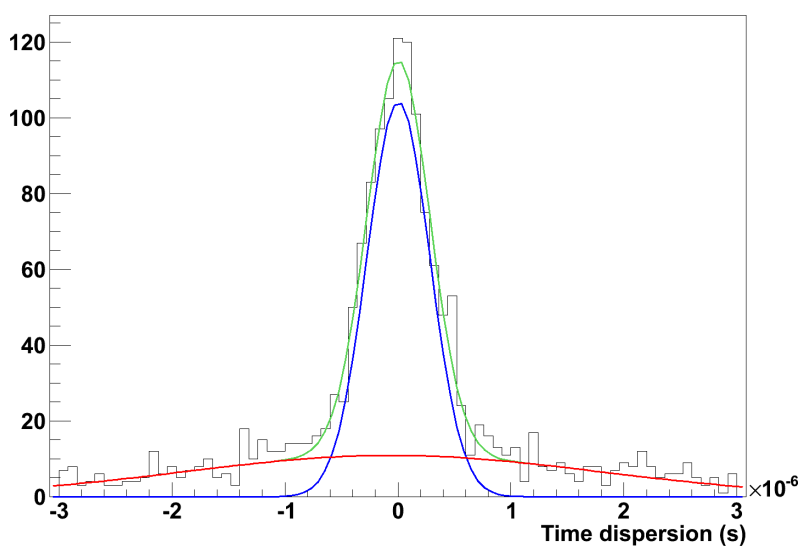


FIGURE 4.41 – Dispersion temporelle des digits pour une amplitude donnée. En bleu, ajustement d'une fonction gaussienne représentant la dispersion des digits. En rouge, ajustement d'une fonction gaussienne représentant les évènements fortuits. En vert, somme des deux gaussiennes.

sera utilisée pour la clusterisation dans la suite de ce travail.

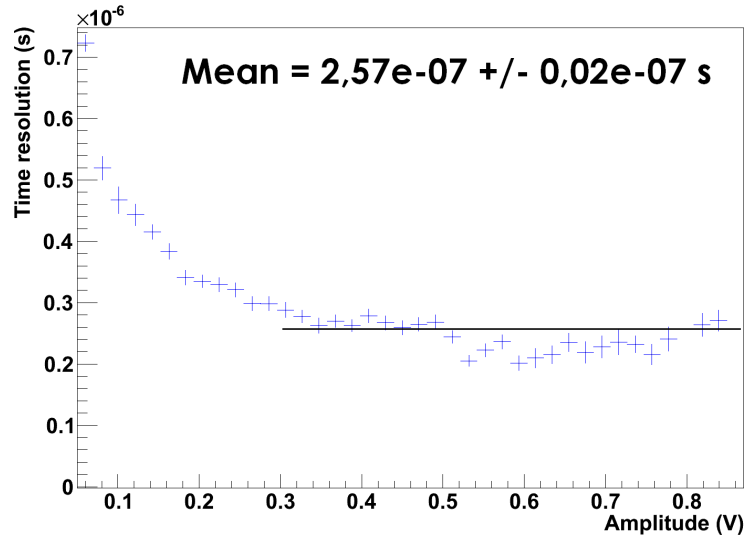


FIGURE 4.42 – Évolution de l'écart type de la gaussienne représentant la dispersion des digits en fonction de l'amplitude du digit le plus faible.

## 4.5 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre le dispositif expérimental utilisé pour prendre les données nécessaires à la caractérisation du détecteur de XEMIS. Pour cela, nous effectuons l'acquisition en coïncidence de gammas de 511 keV issus d'une source de  $^{22}\text{Na}$ . Nous avons mesuré l'efficacité de déclenchement de la chaîne d'acquisition, basée sur la détection du signal lumineux du xénon liquide par le PM, et qui vaut  $\approx 100\%$ . Une fois les données enregistrées, nous corrigeons les signaux de l'anode du piédestal et d'un bruit commun à toutes les voies dû à un blindage imparfait. Après quoi, nous effectuons une recherche de signaux sur l'anode par l'application d'un double seuil sur l'amplitude. À chaque franchissement de ces seuils est associé un objet informatique baptisé digit, qui garde en mémoire le pixel touché, le temps du signal et son amplitude. Ces deux dernières informations sont obtenues par l'application d'une méthode de discrimination par fraction constante. La résolution temporelle moyenne sur le temps des digits est de l'ordre de 170 ns. L'amplitude du signal est corrigé de la non-linéarité du détecteur et de la dispersion des gains. Pour éliminer les faux-positifs sur les digits primaires, dûs au long temps d'intégration et au bruit, une coupure sur l'amplitude à 10 fois le bruit est appliquée. Il faut alors un dépôt d'énergie d'au moins  $\approx 18$  keV en début de chambre sur un seul pixel. Une fois que les différents signaux enregistrés lors d'un évènement sont identifiés, nous regroupons les digits issus d'une même interaction lors de la clusterisation. Cette étape permet de calculer l'amplitude mesurée de l'énergie d'une interaction ainsi que sa localisation dans le plan de l'anode. Pour clusteriser les signaux, nous regroupons les digits qui sont à la fois voisins spatialement et temporellement. La fenêtre en temps utilisée pour cela a été calculée et vaut  $\approx 760$  ns. Les performances atteintes en résolution en énergie et en résolution spatiale

seront discutés au chapitre [6](#).



## Chapitre 5

# Étude et mesure de la pureté du xénon avec XEMIS

Nous avons vu au chapitre 2 que la présence d'impuretés électronégatives dans le xénon liquide dégrade les signaux issus de la dérive des électrons. En effet, ces électrons peuvent se faire capturer par des espèces chimiques autres que le xénon et ne seront pas collectés par le MICROMEGAS. Des grandeurs comme le temps de vie des électrons quasi-libres dans le xénon liquide ou la longueur d'atténuation de ces mêmes électrons sont principalement liées à la quantité d'impuretés qui se trouvent dans le liquide. Au chapitre 3, nous avons présenté le circuit de purification du xénon utilisé pour enlever ces impuretés électronégatives.

Dans cette partie, nous allons présenter deux méthodes que nous avons utilisé pour mesurer la longueur d'atténuation des électrons dans le xénon liquide et son évolution. Il s'agit d'une mesure importante, car l'atténuation électronique est l'un des facteurs qui dégrade le plus les performances d'un détecteur au xénon liquide en ce qui concerne la résolution en énergie. De plus, il faut corriger l'amplitude des signaux de l'atténuation électronique pour obtenir des spectres en énergie exploitables.

La première méthode que nous allons présenter consiste à mesurer la diminution du signal du pic photoélectrique des gammas de 511 keV tout au long de la chambre, afin d'estimer la longueur d'atténuation des électrons. En effet, nous avons vu au chapitre 2 que le signal électronique est atténué par les impuretés en suivant une loi exponentielle du type :

$$S(z, t) = S_0 e^{\left(-\frac{z}{L(t)}\right)} \quad (5.1)$$

avec les grandeurs :

- $S(z, t)$  qui est le signal mesuré par l'anode
- $S_0$  qui est le signal original, sans atténuation
- $z$  qui est la hauteur d'interaction

- $L(t)$  qui est la longueur d'atténuation des électrons, qui évolue dans le temps au fur et à mesure que le xénon est liquéfié.

Nous mesurons  $S(z, t)$  ainsi que la coordonnée  $z$  des interactions. Nous pouvons dès lors estimer  $S_0$  et  $L(t)$  en ajustant l'évolution de  $S(z, t)$  par la fonction 5.1.

La deuxième méthode qui sera présentée consiste à utiliser une source quasi-monoénergétique de  $^{239}\text{Pu}$ , émettrice de particules alphas de 5 MeV, fixée à une hauteur de 10 cm dans la TPC. En effet, le parcours moyen d'une particule alpha de 5 MeV est d'environ quarante-cinq microns dans le xénon liquide et la source est déposée sur un fil d'un diamètre de  $500\text{ }\mu\text{m}$ . Nous pouvons en première approximation considérer que toutes les interactions sont faites à la hauteur du fil. L'énergie déposée par les alphas étant toujours la même, le nombre d'électrons produits par les alphas est constant, à l'intérieur de fluctuations statistiques, et donc  $S_0$  aussi. Puisque la distance de dérive des électrons  $z$  est fixe et vaut 10 cm, le signal mesuré  $S(t)$  dépend alors uniquement de la longueur d'atténuation des électrons  $L(t)$ , et donc de la quantité d'impuretés présentes dans le xénon liquide, suivant l'équation suivante :

$$S(t) = S_0 e^{\left(-\frac{10}{L(t)}\right)} \quad (5.2)$$

où la longueur d'atténuation des électrons  $L(t)$  est exprimé en  $\text{cm}^{-1}$ .

Dans la suite de ce chapitre, nous calculerons la fraction d'impureté qui correspond aux longueurs d'atténuation mesurées et aux conditions expérimentales d'acquisition. Nous terminerons en présentant une modélisation simple de l'évolution de la pureté.

## 5.1 Mesure de la longueur d'atténuation des électrons par la mesure de l'atténuation du signal photoélectrique

La première mesure de la longueur d'atténuation des électrons que nous présentons consiste à mesurer l'évolution du signal du pic photoélectrique d'un faisceau de photons gammas de 511 keV sur toute la longueur de la chambre de la TPC. Cette évolution est ensuite ajustée par la fonction 5.1 afin d'obtenir notamment la longueur d'atténuation. Le dispositif expérimental utilisé pour avoir ce faisceau monoénergétique de gammas de 511 keV est présenté dans le chapitre 4. Le traitement des données qui lui est associé est celui présenté dans ce même chapitre. Pour mesurer l'évolution du signal du pic photoélectrique, nous découpons la hauteur de la chambre en plusieurs tranches. Nous obtenons pour chaque tranche un spectre. Les figures 5.1 et 5.2 sont deux exemples de spectres obtenus de cette manière, obtenus après clusterisation. Il est à noter que l'épaisseur des différentes tranches est variable. En effet, afin de respecter la distribution au long de  $z$  des interactions photoélectriques des photons, chaque tranche bénéficie d'une statistique de comptage identique aux autres. Cela amène à avoir un nombre de tranches

en début de chambre plus important qu'en fin de chambre. Nous avons ainsi une plus grande précision sur la mesure de l'atténuation en début de chambre, ce qui contraint plus fortement l'ajustement de fonction qui va suivre. En règle générale, nous effectuons douze tranches afin de bénéficier d'une statistique de comptage suffisante dans chacune. La distribution des  $z$  des événements photoélectriques est effectuée pour chaque tranche. La moyenne de chacune de ces distributions nous donne alors le  $z$  moyen de chaque tranche qui sera utilisé pour la détermination de la longueur d'atténuation.

Le signal du pic photoélectrique est estimé en ajustant dans chaque spectre ce pic par une

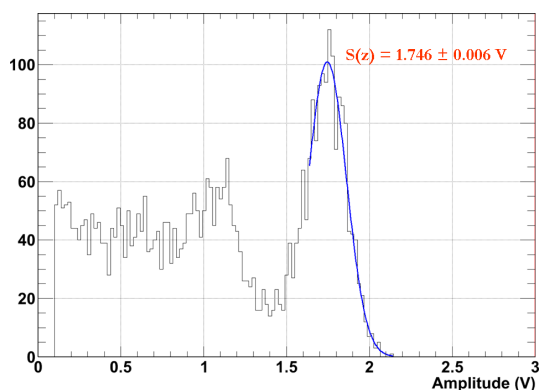


FIGURE 5.1 – Spectre en énergie des photons gamma de 511 keV, pour des hauteurs d'interaction comprises entre 0 et 3 mm. En bleu, ajustement du pic photoélectrique par une fonction gaussienne.

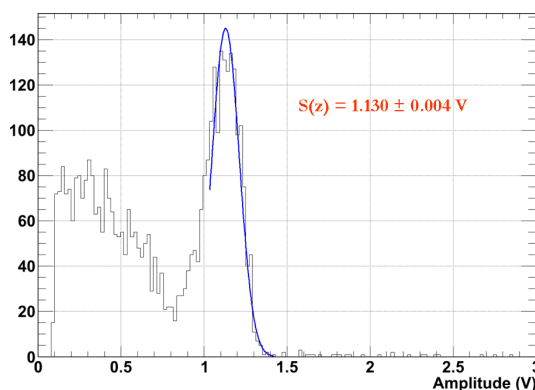


FIGURE 5.2 – Spectre en énergie des photons gamma de 511 keV, pour des hauteurs d'interaction comprises entre 7 et 12 cm. En bleu, ajustement du pic photoélectrique par une fonction gaussienne.

fonction gaussienne, comme nous pouvons le voir dans les figures 5.1 et 5.2. L'évolution de la moyenne des gaussiennes selon la hauteur dans la chambre pour un run pris avec un champ de dérive de  $0,5 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$  est montrée sur la figure 5.4. Nous ajustons cette distribution par la fonction 5.1, ce qui nous donne une première longueur d'atténuation des électrons,  $L_1$ . Afin de tenir compte de l'atténuation qui se passe à l'intérieur des tranches, notamment celles à grand  $z$  qui sont larges, nous utilisons une méthode itérative. Une fois obtenue la première longueur d'atténuation  $L_1$ , nous corrigeons, à l'intérieur de chaque tranche l'amplitude de chacun des événements par  $e^{\frac{(z_{\text{evenement}} - z_{\text{moyen}})}{L_1}}$ . Les pics photoélectrique des spectres ainsi corrigés sont alors ajustés par une gaussienne, puis l'évolution de cette moyenne en fonction de  $z$  est une nouvelle fois ajustée par la fonction 5.1. Une nouvelle longueur d'atténuation  $L_i$  est obtenue, proche de la précédente. Ce procédé est répété plusieurs fois, jusqu'à ce qu'à convergence de la longueur d'atténuation, ce qui arrive en  $\approx 4$  itérations, et l'on observe une variation de l'ordre de 7-8 % de la longueur d'atténuation entre la première et la dernière itération. Au final, la longueur d'atténuation électronique est mesurée avec une grande précision, de l'ordre de 1 %.

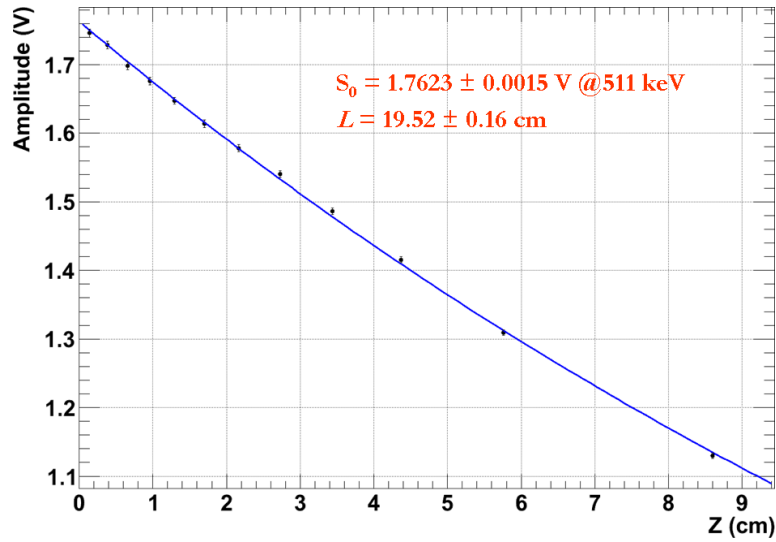


FIGURE 5.3 – Exemple d’évolution du signal du pic photoélectrique des gammas de 511 keV en fonction de la hauteur d’interaction, pour un champ de dérive de  $0,5 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ . En bleu, ajustement du pic photoélectrique par une fonction exponentielle.

La figure 5.4 nous montre l’évolution de la longueur d’atténuation estimée de cette manière pour une série de runs pris entre février et avril 2011. Une longueur d’atténuation électronique supérieure à 18 cm est atteinte en un mois de purification. Cette longueur d’atténuation n’est pas très grande et est atteinte après une longue période. Ce fait s’explique principalement par une saturation du filtre purifieur durant la période d’acquisition qui a dégradé fortement l’efficacité de la purification du xénon liquide. Nous discuterons de cela de manière plus approfondie dans la suite de ce chapitre.

## 5.2 Mesure de la longueur d’atténuation des électrons par la mesure de l’atténuation du signal d’ionisation de particules alphas

Une méthode différente de la précédente a été testée pour mesurer l’évolution de la longueur d’atténuation des électrons dans le xénon liquide. Il s’agit ici de placer à une hauteur fixe une source alpha quasi-monoénergétique et de mesurer l’évolution du signal d’ionisation qui en est issu. Cette évolution est directement reliée à l’évolution de la quantité d’impuretés. Elle nécessite cependant un calibrage, qui sera effectué par une mesure de longueur d’atténuation par des gammas de 511 keV, comme dans la partie qui précède.

Afin de bien situer le contexte de ces mesure, il faut savoir qu’elles ont été effectués avec

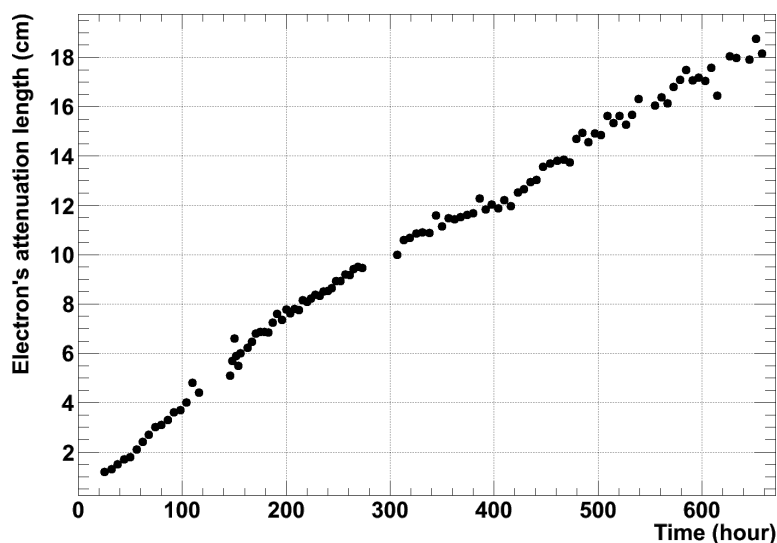


FIGURE 5.4 – Évolution de la longueur d'atténuation des électrons dans le xénon liquide pour des runs pris entre février et avril 2011.

une version du prototype de TPC antérieure à la version présentée au chapitre 4, comprenant notamment une électronique front-end beaucoup plus bruyante, ce qui rend les mesures de l'atténuation des gammas plus complexe. Les acquisitions ont eu lieu en deux campagnes, de juillet à septembre 2009, puis d'octobre à novembre 2009. Entre ces deux périodes, le cryostat n'a pas été ouvert et la TPC non modifiée, afin de pouvoir comparer les évolutions de pureté. Nous allons dans un premier temps présenter le matériel utilisé lors de ces campagnes d'acquisitions. Nous poursuivrons par l'analyse des données, qui mèneront à la mesure de l'évolution de la longueur d'atténuation.

### 5.2.1 Dispositif expérimental

La géométrie de la TPC utilisée durant ces acquisitions est celle présentée précédemment ainsi que dans le chapitre 2. Il y a cependant une exception ; l'anode utilisée est une anode non segmentée en cuivre. La grille placée par dessus est une grille CERN telle que présentée dans le chapitre 2, avec des plots en kapton faisant cinquante microns de haut, permettant ainsi de fixer la grille à cette hauteur. Nous pouvons observer sur la figure 5.5 l'anode et la grille posée par dessus. La tension sur la cathode est de 12kV, le champ électrique de dérive appliqué est donc de  $1 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ . La tension sur la grille CERN est de 400 V, pour obtenir un champ de collection de  $80 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ . Le rapport de champ est de 80, ce qui suffit pour assurer la transparence de 100 % pour cette grille [114].

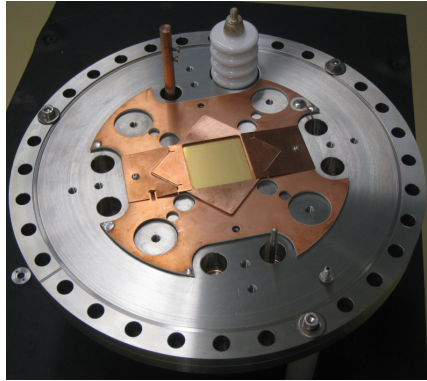


FIGURE 5.5 – L'anode pleine et la grille CERN utilisées pour la mesure de l'évolution du signal d'une source alpha, monté sur le flasque avant du cryostat.

La source radioactive alpha est une source de plutonium 239. Le plutonium est électrodéposé sur un fil de platine d'un diamètre de 500 microns, puis a été calciné pour le fixer. Le plutonium 239 est un émetteur alpha, d'une énergie de 5.156 MeV dans 70% des cas, 5.144 MeV dans 17% des cas et 5.105 MeV dans 12% des cas. L'activité de la source est inférieure au Becquerel, de l'ordre de 0.2 Becquerel. Le fil de platine est tendu dans la TPC parallèlement à l'anode, à une hauteur de 10 cm. La figure 5.6 nous montre le fil placé dans la TPC et l'emplacement de la source d'alpha y est entouré.

Le fait d'introduire un fil de platine à l'intérieur de la TPC provoque très probablement des inhomogénéités locales du champ électrique de dérive. Il n'y a pas eu de simulations du champ électrique dans ces conditions. Nous sommes conscients que ces inhomogénéités vont provoquer des problèmes au niveau de l'émission et de la collection des électrons. Une quantité variable du signal électronique sera recapturé par le fil. Malgré cela, ce dispositif permet de mesurer l'évolution de la pureté, comme nous le verrons par la suite.

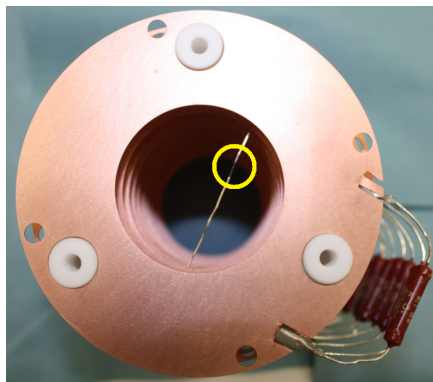


FIGURE 5.6 – Le fil de platine tendu dans la TPC. L'emplacement de la source alpha est entouré.

La figure 5.7 nous montre le détail de la chaîne de déclenchement de l'acquisition des signaux alpha. Comme nous l'avons expliqué dans le chapitre 2, le déclenchement de l'acquisition des signaux issus de l'anode se fait lors de la détection du signal de scintillation par le PM. Le signal PM passe tout d'abord par un atténuateur, d'une valeur de 15.8 dB. En effet, le signal lumineux obtenu après une désintégration alpha est très important. À un champ de dérive de  $1 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ , seules 4% des paires électron-ion ne se recombinent pas, ce qui donne l'émission de plus de 270000 photons UV. Puisque la source alpha se situe à 2 cm du PM, une bonne quantité de photons est collectée ; plus de 12%. Le signal en sortie du PM est alors suffisamment important pour saturer la chaîne d'acquisition, d'où la nécessité de l'atténuer. Le signal PM est ensuite distribué sur deux voies. La première part vers l'oscilloscope pour l'enregistrement. La seconde voie est envoyée sur un discriminateur, dont le seuil est fixé à 180 mV, afin de n'enregistrer que les signaux lumineux importants. Si le seuil est franchi, un échelon de tension est envoyé sur le déclenchement de l'oscilloscope.

Au moment de ces mesures, les circuits IDeF-X n'étaient pas encore utilisés dans la TPC. Le signal d'anode passe tout d'abord par un pré-amplificateur de charge. Celui-ci est une fabrication maison inspiré d'un modèle simple. Un intégrateur est ensuite utilisé. Le temps d'intégration est de  $0,5 \mu\text{s}$  et le gain de 12,5. Le signal est ensuite enregistré par l'oscilloscope.

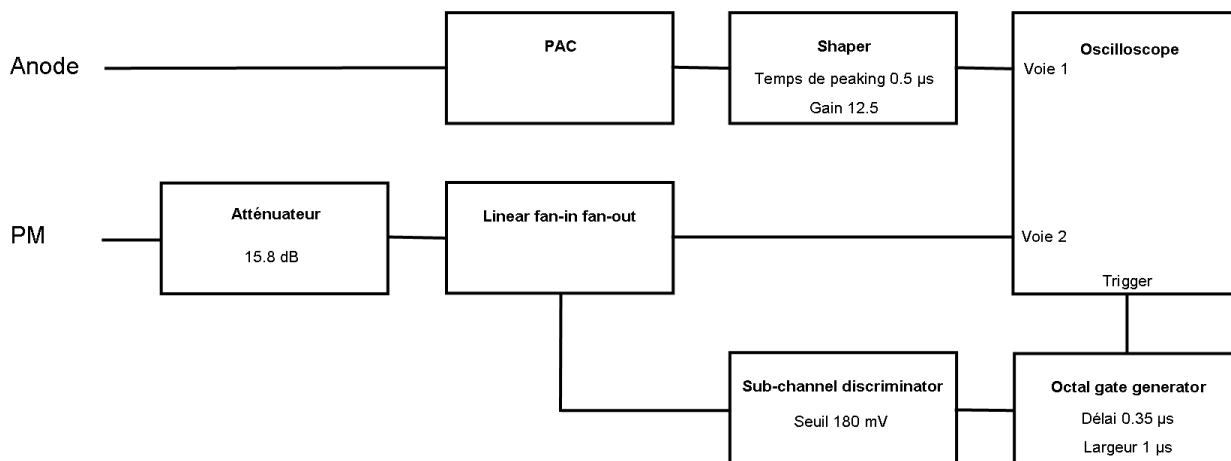


FIGURE 5.7 – Schéma du circuit de déclenchement de l'acquisition des signaux issus d'une interaction alpha

À chaque déclenchement, et donc à chaque évènement détecté, sont enregistrés le signal issu du PM et le signal issu de l'anode. Les données issues de l'anode et du PM sont enregistrées par un oscilloscope Lecroy LT374M. L'échantillonnage des signaux issus de l'anode est de 20 MHz, sur une période de  $100 \mu\text{s}$ , et celui des signaux PM de 1 GHz sur une période de 250 ns. En parallèle de ce dispositif, nous avons déployé le banc de test utilisé pour faire des acquisitions en coïncidence de photons gammas de 511 keV, à des fins de calibrage. Nous ne détaillerons pas

une nouvelle fois le dispositif utilisé pour ces acquisitions, les différences avec celui présenté au début de ce chapitre étant mineures. Il s'agit de la même source, d'une chaîne de déclenchement très proche, du même collimateur, etc. Les éléments différents sont, comme nous l'avons dit plus haut, l'électronique de lecture et l'anode.

### 5.2.2 Analyse des données

Nous allons désormais aborder l'analyse des données des signaux issus des interactions entre les alphas et le xénon liquide. La première étape consiste à identifier quels sont les déclenchement dû à des désintégrations alphas et non à des gammas ou des rayons cosmiques incidents. Pour cela, nous effectuons une analyse de la forme des signaux lumineux en utilisant un Pulse Shape Discriminator, ou PSD. Une fois les alphas identifiés, nous allons intégrer le signal d'anode au moment d'arrivée du signal électronique. Nous obtenons ainsi un spectre en énergie du signal électronique. L'évolution de ce spectres nous indiquera l'évolution de la pureté du xénon liquide dans la TPC.

#### Discrimination des alphas par un Pulse Shape Discriminator

Afin de pouvoir identifier les particules alphas et les différencier des autres particules interagissant dans le xénon liquide, nous effectuons une analyse de forme du signal lumineux. Dans le chapitre 1, nous avons vu que le temps de décroissance de la scintillation du xénon liquide dépend notamment de la nature des particules incidentes. Avec une forte contribution de la recombinaison, le temps de décroissance d'un signal lumineux dû au passage d'un électron, qui peut être un électron de recul dû à une interaction photon-xénon, est beaucoup plus long qu'un signal lumineux dû au passage d'une particule alpha. La figure 5.8 montre l'amplitude des signaux lumineux en fonction de leur intégrale. Nous distinguons deux distributions différentes. La distribution de gauche regroupe les signaux PM dûs aux alphas. En effet, pour une même amplitude, le signal lumineux est plus court et donc l'intégrale de ce signal plus petite. La distribution de droite qui va jusqu'à la saturation du PM regroupe des signaux dûs au passage de cosmiques, qu'ils soient des muons ou des électrons de recul d'une interaction photon-xénon. La densité d'ionisation de ces derniers est moins importante que celle des alphas et leur signaux lumineux sont alors plus longs. Ces signaux sont dominés, comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, par la constante temporelle de recombinaison et leur intégrale est alors grande, pour une même amplitude. Nous pouvons discerner dans le distributions des évènements alphas deux pics. Ceux-ci sont dûs à l'écrantage du signal lumineux de la particule par le fil sur lequel est déposé la source. Le diamètre de celui-ci étant du même ordre de grandeur que le parcours de l'alpha, les particules émises vers l'anode ont donc une partie des photons émis écrantés par le fil plutôt que détectés par le PM, ce qui crée le second pic de plus faible amplitude.



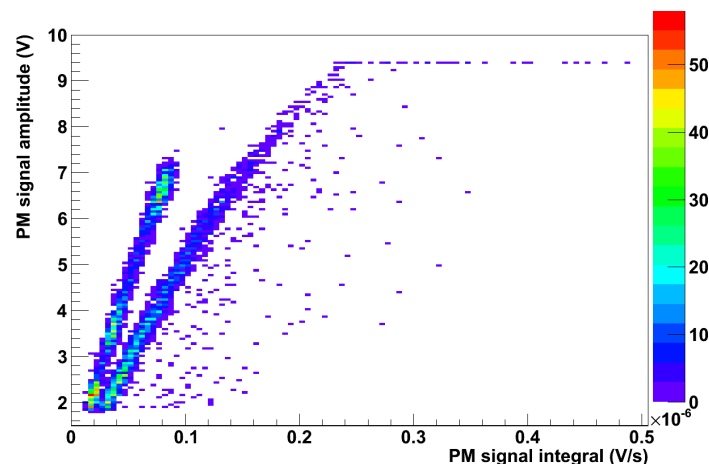


FIGURE 5.8 – Amplitude des signaux PM en fonction de l'intégrale des mêmes signaux.

Sur la figure 5.8, les distributions des signaux dûs à des alphas et des muons deviennent difficilement discernable à des amplitudes de signaux inférieures à 3 V. Pour différencier les signaux lumineux, nous utilisons un facteur de discrimination de forme de pulse, ou PSD. La figure 5.9 nous montre un signal PM typique sur lequel nous calculons le PSD. Pour faire ce calcul, nous effectuons deux intégrales. La première intégrale,  $A1$ , comprend tout le signal lumineux. Elle s'effectue sur 74 ns, de  $t_{\max} - 10$  ns à  $t_{\max} + 64$  ns. La deuxième intégrale  $A2$  comprend la fin du signal lumineux. Elle s'effectue sur 54 ns, de  $t_{\max} + 10$  ns à  $t_{\max} + 64$  ns. Le PSD est le rapport de l'intégrale de fin de signal  $A2$  par l'intégrale totale  $A1$  :

$$\text{PSD} = \frac{A2}{A1} \quad (5.3)$$

La valeur du PSD est donc compris entre zéro et un, sans unité. Plus le temps de décroissance du signal lumineux sera long et plus le PSD sera important.

La figure 5.10 nous montre la distribution des PSD des évènements pour le même échantillon de données que la figure 5.8. Nous observons notamment deux pics très marqués, situés de part et d'autre de la valeur  $\text{PSD} = 0,45$ . La décroissance des signaux lumineux des alphas étant plus rapide, le PSD qui y est associé doit être plus petit. En l'occurrence, le pic présent pour des  $\text{PSD} < 0,45$  regroupe les signaux lumineux issus des alphas. Au-dessus de cette valeur, il s'agit d'évènements dûs notamment à des cosmiques, que ce soit des muons ou des électrons de recul. Nous pouvons noter une queue de distribution au dessus de  $\text{PSD} = 0,55$ . Il s'agit d'évènements dont le signal d'ionisation sature la chaîne électronique, très probablement des cosmiques dont le parcours passe très près du PM. En utilisant cette variable pour discriminer les évènements, nous n'avons plus d'ambiguïté sur l'identification des alphas, quelles que soient les amplitudes.

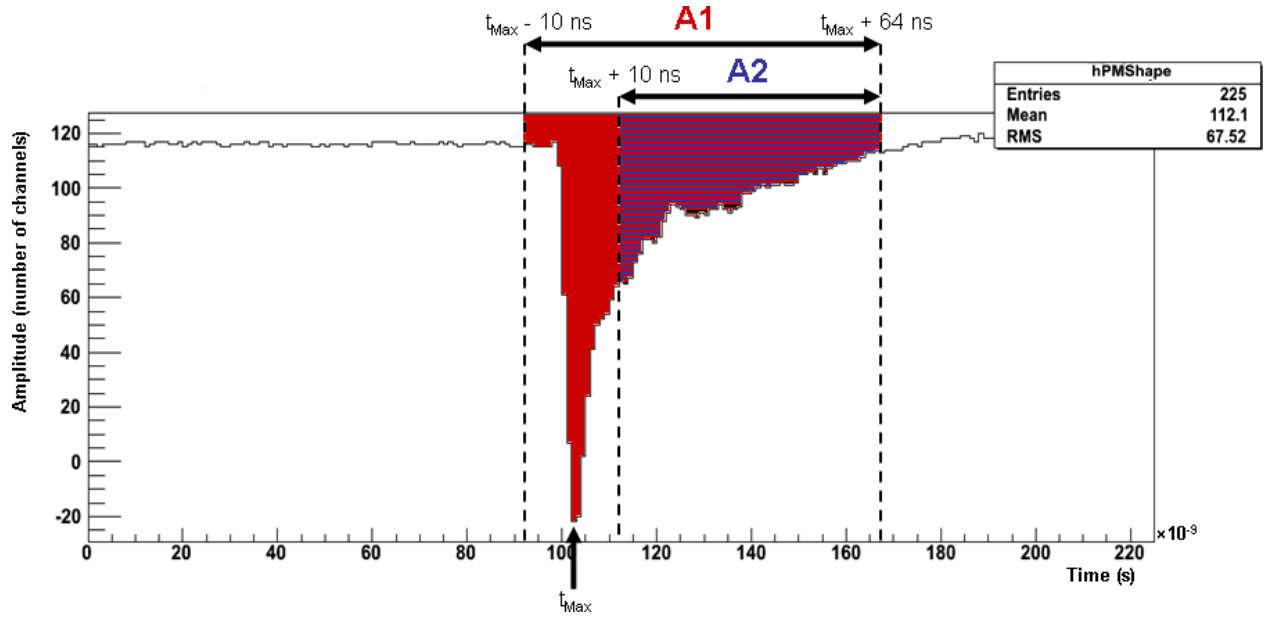


FIGURE 5.9 – Un signal PM enregistré. Le PSD est calculé en divisant l’aire A2 (en bleu et rouge) par l’aire A1 (en rouge).

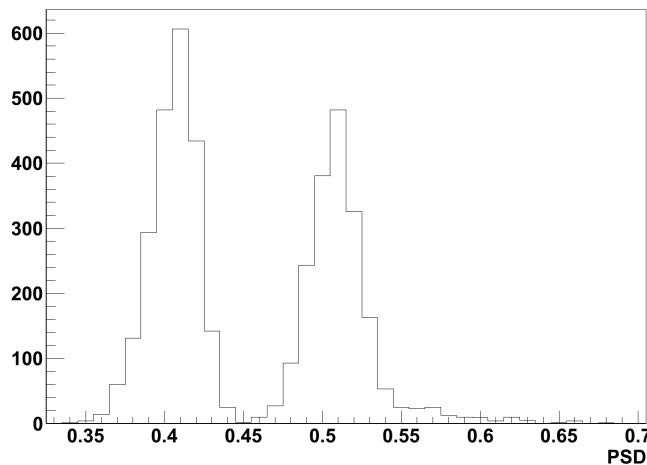


FIGURE 5.10 – Distribution des PSD des évènements.

### Recherche des signaux d’ionisation des alphas

Une fois les évènements dûs à des particules alphas identifiés par le signal lumineux, nous devons mesurer le signal d’ionisation parmi les signaux d’anode enregistrés. Il n’est pas possible de procéder avec une méthode de seuil comme nous l’avons fait plus haut. En effet, le signal d’ionisation des alphas de 5,5 MeV est assez faible, seuls  $\approx 14000$  électrons échappent à

la recombinaison. De plus, la source est située à 10 cm de l'anode, ce qui induit une atténuation importante. Enfin, le bruit électronique du dispositif est bien plus important que celui présenté plus haut, de l'ordre de 3000 électrons.

Sachant que les désintégrations alphas tiennent place à la même hauteur de chambre, soit 10 cm, nous pouvons en conclure que pour chaque déclenchement, le signal d'ionisation arrive au bout du même temps de dérive. Nous allons identifier ce temps de dérive, puis nous intégrerons le signal d'anode sur ce temps pour mesurer le signal d'ionisation.

Il faut tout d'abord identifier le temps d'arrivée des signaux. En sommant les signaux anode dû à des alphas enregistrés sur une run de trois heures, nous obtenons la figure 5.11. Nous distinguons ainsi nettement l'arrivée des signaux électronique dûs à la source alpha, aux alentours de  $t = 64\mu\text{s}$ . Nous pouvons voir aussi une petite anomalie vers  $t = 12\mu\text{s}$ , dû probablement au déclenchement de l'acquisition.

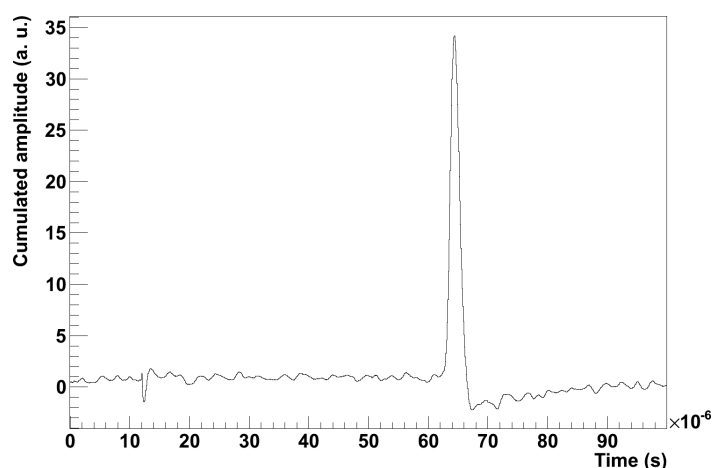


FIGURE 5.11 – Somme des signaux anode enregistrés pour des événements alphas

L'emplacement en temps du pic électronique va nous permettre de mesurer les signaux d'ionisation. Pour cela, nous intégrons pour chaque événement alpha le signal d'anode sur un intervalle de  $2\mu\text{s}$  de part et d'autre du temps du maximum du pic. Nous divisons ensuite l'intégrale par la largeur de l'intervalle en temps, soit  $4\mu\text{s}$ . Cette intégrale contient à la fois la ligne de base et le signal électronique. Nous devons donc estimer cette ligne de base et la soustraire à l'intégrale afin d'obtenir le signal. Pour estimer cette ligne de base pour chaque événement, nous effectuons une intégrale sur une période de  $25\mu\text{s}$ , juste avant le pic alpha, soit de  $t = 30\mu\text{s}$  à  $t = 55\mu\text{s}$ . Le fait de calculer la ligne de base sur une période si longue permet de moyennner le bruit. Nous divisons ensuite l'intégrale par la largeur de l'intervalle.

Les figures 5.12 et 5.13 nous montrent deux spectres en énergie obtenus de cette façon, pour deux temps de circulation différents. La distribution semblent suivre une distribution gaussienne. La résolution en énergie sur ces spectres est mauvaise, de l'ordre de 45% à  $1\sigma$ . Cette

résolution peut s'expliquer par la faible signal d'ionisation, le fort bruit électronique et les problèmes de collection des électrons par la fil de platine. Ces spectres sont cependant suffisamment précis pour obtenir l'évolution du signal d'ionisation. En effet, la moyenne de la gaussienne nous fournis le signal moyen à un temps donnée, et cette moyenne évolue dans le temps. Plus le xénon est purifié de ces impuretés et plus la moyenne de la gaussienne augmente.

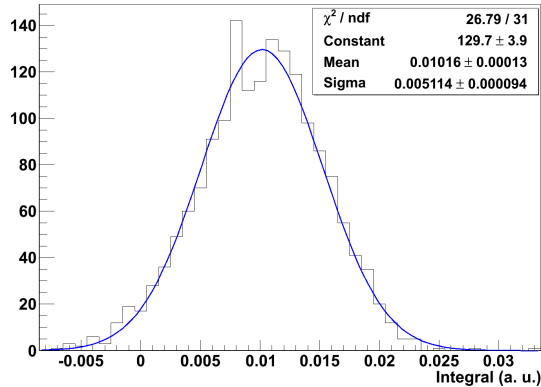


FIGURE 5.12 – Spectre du signal d'ionisation des alphas, à  $t = 240$  heures.

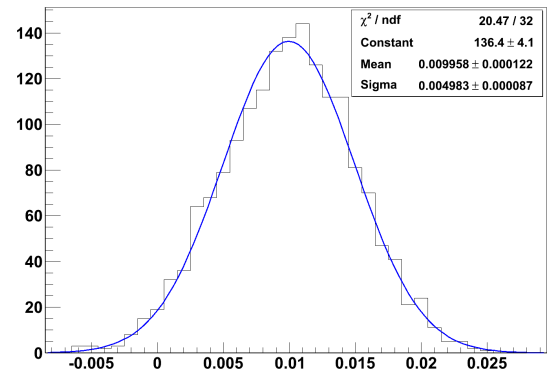


FIGURE 5.13 – Spectre du signal d'ionisation des alphas, à  $t = 485$  heures.

### Évolution du signal

La figure 5.14 nous montre l'évolution du signal d'ionisation pour la première série d'acquisition, qui a eu lieu de juillet à septembre 2009. Le temps  $t = 0$  heure correspond au début de la circulation-purification. Nous pouvons voir tout d'abord un plateau où le signal est nul, le temps que la propreté du xénon devienne suffisamment importante pour laisser le signal d'ionisation atteindre le micromegas. La montée du signal est ensuite très rapide sur 200 heures, avant de s'infléchir et de devenir quasiment linéaire. À  $t = 1400$  heures, la descente de la courbe correspond à l'arrêt de la circulation. Le dégazage des matériaux fait alors se dégrader le signal. Les trous dans la courbe correspondent à des périodes où l'acquisition alpha est stoppée pour effectuer d'autres mesures. Nous pouvons entre autre citer une acquisition gamma faite entre  $t = 700$  et 900 heures, pour calibrer les signaux alphas. Nous parlerons de ce calibrage dans le prochain paragraphe.

La figure 5.15 nous montre l'évolution du signal sur la période d'acquisition suivante, soit d'octobre à novembre 2009. La montée du signal est immédiate et sa pente plus rapide. Le xénon ayant été juste remisé dans les bouteilles de stockage puis reliquéfié sans qu'il y ait ouverture de la TPC, il doit être plus propre que dans l'acquisition précédente. Nous retrouvons une fois encore le changement de régime, cette fois-ci vers 120 heures de circulation, la pente devenant plus douce. Les baisses brutales du signal à 140 et 560 heures correspondent à des

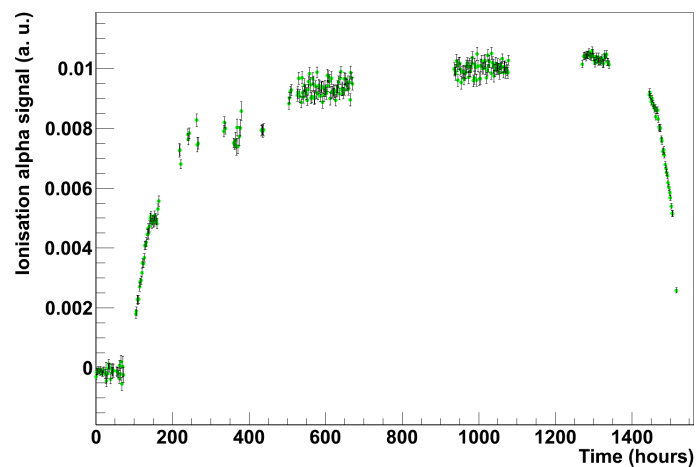


FIGURE 5.14 – Évolution du signal d'ionisation des alphas de juillet à septembre 2009

pannes de pompes. Elle s'expliquent par le fait que dans ce cas, la pression dans le cryostat diminue et le niveau de xénon augmente alors légèrement. Des zones du cryostat précédemment dans le gaz se trouvent alors immergées. Ces zones n'ayant pas été nettoyées, le dégazage est assez important pour obtenir les décrochements de signal observés. À partir de  $t = 600$  heures, la purification est stoppée, mais pas la circulation. La décroissance du signal correspond au dégazage des matériaux qui vient apporter des impuretés électronégatives dans le xénon.

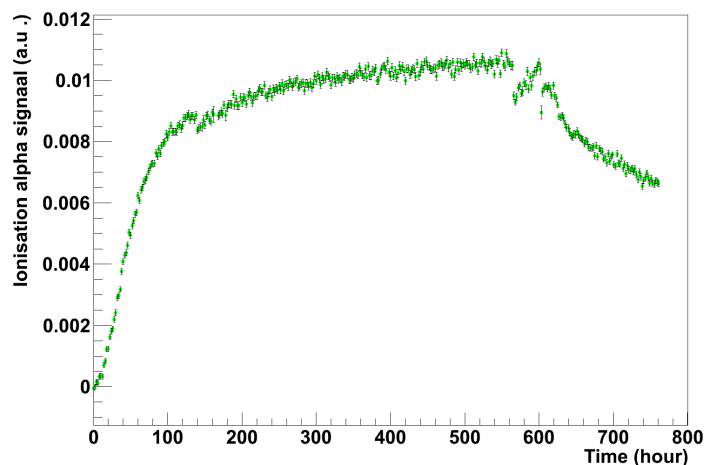


FIGURE 5.15 – Évolution du signal d'ionisation des alphas de septembre à octobre 2009

### Étalonnage de la longueur d'atténuation par une acquisition gamma

L'évolution du signal  $S(t)$  nous est connue, mais ne nous permet pas de déduire directement la longueur d'atténuation des électrons. En effet, si l'on reprend l'équation 5.2, nous ne

connaissions pas la valeur du signal original  $S_0$ . Cela est dû à plusieurs faits. Premièrement, à 171 K, il nous est difficile de connaître la valeur réelle de la capacité du détecteur et de la capacité de feedback et donc de déduire du signal mesuré le nombre d'électrons arrivés. De plus, nous ne connaissons pas avec certitude le nombre d'électrons réellement émis, cela à cause de la collection supposée d'une partie des charges par le fil de la source.

Afin d'obtenir la longueur d'atténuation à partir du signal mesuré, nous effectuons un calibrage de ce signal par une mesure de l'atténuation avec la source de photons gammas de 511 keV. La méthode utilisée pour déterminer la longueur d'atténuation est identique à celle présentée dans le paragraphe précédent. Nous trouvons ainsi que  $L(t = 700 \text{ heures}) = 35,3 \pm 2,4 \text{ cm}$ . Nous pouvons alors étalonner la courbe d'évolution du signal alpha. Pour cela, nous interpolons linéairement la valeur du signal alpha à  $t = 700$  heures. Nous pouvons alors déduire la valeur de  $S_0$  en suivant l'équation suivante :

$$S_0 = S(z = 10, t = 700) e^{\left(\frac{z=10}{L(t=700)}\right)} \quad (5.4)$$

Nous trouvons ainsi que  $S_0$  vaut 0.01256 V. Connaissant  $S_0$ , nous pouvons déduire la longueur d'atténuation des électrons  $L(t)$  suivant l'équation suivante :

$$L(t) = \frac{(z = 10)}{\ln(S_0) - \ln(S(t))} \quad (5.5)$$

Nous obtenons les courbes 5.16 et 5.17. Nous pouvons voir que la longueur d'atténuation des électrons dépasse dans les deux cas les 50 cm. Le temps nécessaire pour atteindre une telle longueur est cependant différent selon la courbe, il a fallu près de 1200 heures, soit deux mois, durant la campagne de juillet-octobre, tandis que 500 heures ont suffi dans le second cas. Cette différence s'explique encore une fois par le fait que la TPC n'a pas été ouverte entre les deux mesures et que le xénon était donc plus propre la seconde fois. Nous en discuterons un peu plus loin dans ce chapitre.

### 5.3 Calcul de la fraction d'impureté dans le xénon liquide

Dans le chapitre 2, nous avons vu que la fraction d'impuretés contenues dans le xénon liquide pouvait s'exprimer en fonction de la longueur d'atténuation suivant l'expression suivante :

$$\chi(t) = \frac{\nu_d \cdot M_{Xe}}{\mu_{LXe} \cdot k_{O_2} \cdot L(t)} \quad (5.6)$$

Nous pouvons, à partir de cette formule et des courbes d'évolution de la longueur d'atténuation des électrons, obtenir l'évolution de la part d'impuretés dans le xénon liquide et donc quantifier sa pureté.

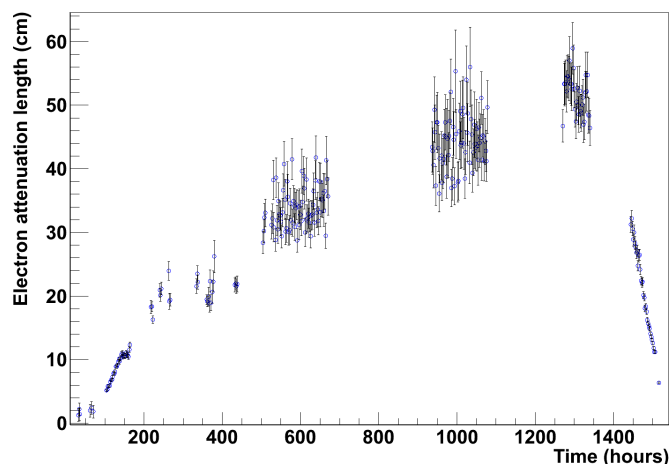


FIGURE 5.16 – Évolution de la longueur d'atténuation des électrons de juillet à octobre 2009

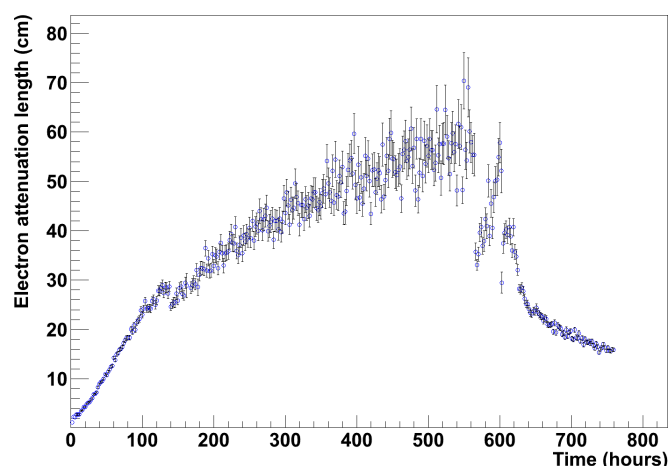


FIGURE 5.17 – Évolution de la longueur d'atténuation des électrons de octobre à novembre 2009

Durant les acquisitions de juillet 2009, la température du xénon liquide était de  $172 \pm 1$  K. Cela donne une masse volumique  $\mu_{\text{LXe}}$  qui vaut  $2,90 \cdot 10^3 \pm 0,05 \cdot 10^3 \text{ g} \cdot \text{l}^{-1}$ . Le champ de dérive était de  $1 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ , ce qui fait que  $k_{\text{O}_2} = 6,7 \cdot 10^{10} \pm 0,3 \cdot 10^{10} \text{ l} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ . La vitesse de dérive a été mesurée à  $v_d = 1,945 \cdot 10^3 \pm 0,005 \cdot 10^3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ .

En octobre 2009, la température du xénon liquide était de  $176 \pm 0,5$  K, ce qui fait que  $\mu_{\text{LXe}}$  qui vaut  $2,87 \cdot 10^3 \pm 0,01 \cdot 10^3 \text{ g} \cdot \text{l}^{-1}$ . Le champ électrique de dérive était le même qu'en juillet, ce qui donne la même valeur pour  $k_{\text{O}_2}$ . La vitesse de dérive a été mesurée à  $v_d = 1,941 \cdot 10^3 \pm 0,003 \cdot 10^3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ .

En février 2011, la température du xénon liquide était de  $171 \pm 1$  K.  $\mu_{\text{LXe}}$  vaut alors  $2,91 \cdot 10^3 \pm 0,05 \cdot 10^3 \text{ g} \cdot \text{l}^{-1}$ . Le champ de dérive était de  $0,5 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ , ce qui donne  $k_{\text{O}_2} = 9,2 \cdot 10^{10} \pm 0,3 \cdot 10^{10} \text{ l} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ . La vitesse de dérive des électrons a été mesurée à  $v_d = 1,922 \cdot 10^3 \pm$

$0,002 \cdot 10^3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ , nous verrons au chapitre 6 la manière dont cette mesure est effectuée.

En prenant ces valeurs, nous obtenons les courbes 5.18, 5.19 et 5.20 qui retracent l'évolution de la fraction d'impuretés durant les campagnes de juillet-octobre, d'octobre-novembre 2009 et de février-mars 2011. Nous atteignons durant les deux mesures de 2009 un taux d'impureté de l'ordre de 3 ppb, au bout de respectivement 1200 et 600 heures. En février 2011, un taux d'impuretés de l'ordre de 4 ppb a été atteint en 650 heures.

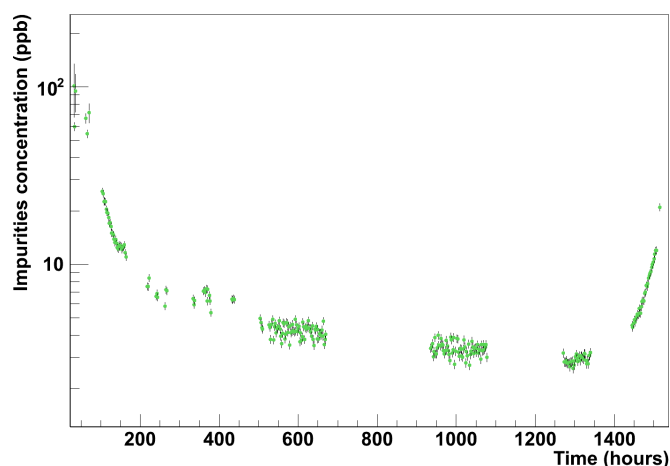


FIGURE 5.18 – Évolution de la fraction d'impureté dans le xénon liquide de juillet à octobre 2009

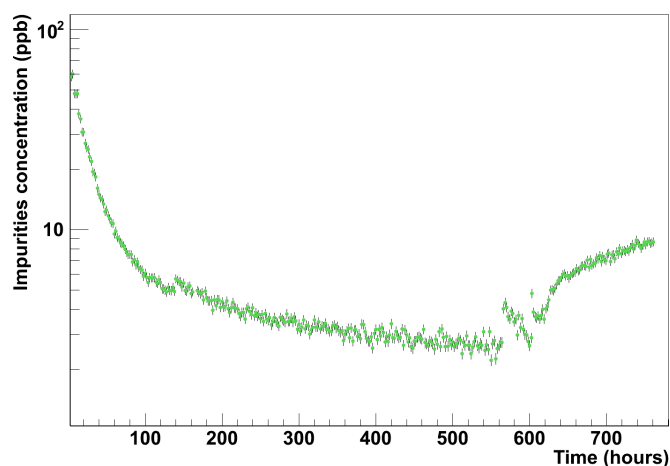


FIGURE 5.19 – Évolution de la fraction d'impureté dans le xénon liquide de octobre à novembre 2009



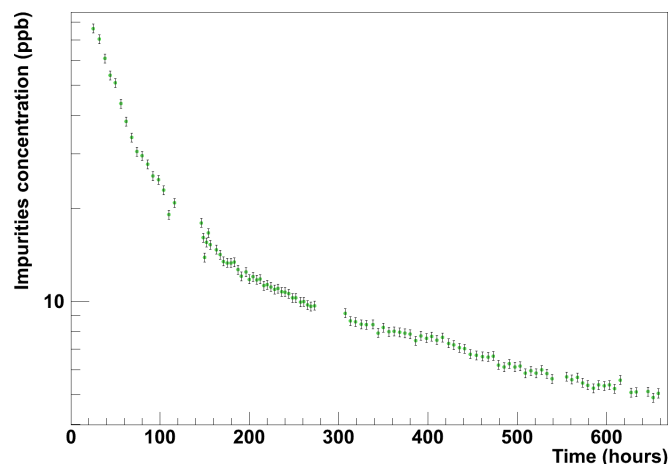


FIGURE 5.20 – Évolution de la fraction d'impureté dans le xénon liquide de février à mars 2011

## 5.4 Modélisation de l'évolution de la purification

Afin de modéliser l'évolution de la pureté du xénon liquide, nous avons élaboré un modèle simple inspiré du modèle d'évolution de la pression dans les enceintes sous vide. Ce dernier modèle est couramment cité dans les ouvrages sur les technologies du vide [126]. Il est illustré par les figures 5.21 et 5.22. La figure 5.21 présente les différentes contributions théoriques des dégazages à la pression tandis que la figure 5.22 montre l'allure de l'évolution de la pression en sommant les différentes contributions.

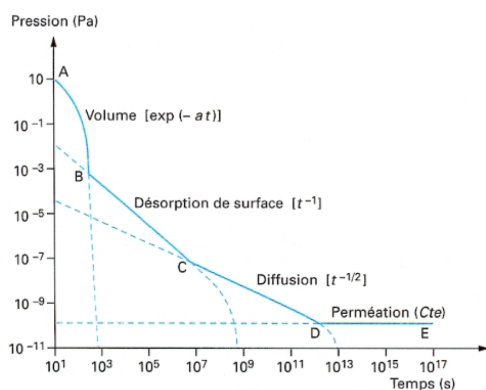


FIGURE 5.21 – Les différentes étapes de la descente en pression lors d'une mise sous vide

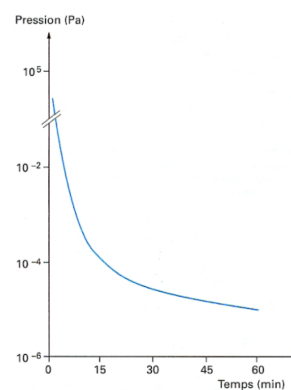


FIGURE 5.22 – Allure générale de l'évolution de la pression lors d'une mise sous vide.

Dans un premier temps, un régime de pompage volumique fait diminuer la pression suivant une loi exponentielle décroissante. À partir d'une certaine pression, le régime change et apparaît l'influence du dégazage des matériaux. Ce dégazage est provoqué par plusieurs phénomènes.

Le premier et le plus important est la désorption des parois. La désorption est le relâchement des impuretés qui sont présentes sur les parois, notamment dans les rugosités du matériau. Lorsque ce phénomène est majoritaire, la pression diminue en suivant une loi en  $\frac{1}{t}$ . Un autre phénomène un peu moins important est la diffusion des gazs à travers les parois. Il s'agit de la migration de ces espèces chimique jusqu'à la paroi, où elles sont désorbées. La décroissance de la pression suit alors une loi en  $\frac{1}{\sqrt{t}}$ . Enfin, le dernier phénomène de dégazage est la perméation, c'est-à-dire la traversée de la paroi par des espèces chimiques présentes de l'autre côté. L'importance de ce phénomène dépend notamment de la porosité du matériau, et définit la pression ultime de l'enceinte. La traversée étant constante et le réservoir de gaz infini, la pression est alors constante.

Nous allons donc modéliser l'évolution des impuretés en suivant ce modèle. En effet, comme dans une enceinte à vide, nous effectuons un pompage afin d'enlever les gaz résiduels, ici les impuretés. La diminution de la fraction d'impureté  $\chi(t)$  par le pompage volumique est donc modélisée ainsi :

$$\chi(t) = \chi_0 e^{-((1-\alpha)ct)} \quad (5.7)$$

$\chi_0$  est la quantité initiale d'impureté.  $c$  est la part de xénon qui est filtrée chaque heure et dont les impuretés sont enlevées.  $c$  dépend donc de la vitesse de circulation du circuit qui est mesurée et contrôlée par le débitmètre.  $c$  vaut  $6,89 \cdot 10^{-2} \text{ h}^{-1}$  en juillet 2009, il vaut  $6,28 \cdot 10^{-2} \text{ h}^{-1}$  en octobre 2009 et  $5,02 \cdot 10^{-2} \text{ h}^{-1}$  en février 2011. Considérant que ce filtrage n'est pas parfait, nous introduisons le paramètre  $\alpha$ .  $\alpha$  traduit l'inefficacité de la purification et est la fraction d'impureté qui ne sont pas enlevées lors d'un passage dans le filtre. Cette inefficacité peut être due à plusieurs facteurs : la présence de fuites dans le circuit de purification après le filtre, l'usure de ce filtre ou encore l'imprécision sur la mesure du débit par le débitmètre et les pertes de charge du gaz qui circule, qui contribueront à avoir un  $c$  différent de celui mesuré. Nous posons comme hypothèse que cette inefficacité est la même pour toutes les espèces chimiques [122].

Le dégazage des matériaux apporte des impureté dans le xénon liquide. Nous n'allons considérer que deux régimes de dégazage, ceux de la désorption et de la diffusion, en estimant que nous n'atteindrons pas un niveau de pureté suffisant pour être sensible à la perméation. L'évolution temporelle de la fraction d'impureté s'exprime alors comme ceci :

$$\chi(t) = \chi_0 \left( e^{((1-\alpha)ct)} \right) + \frac{D_0}{t} + \frac{D_1}{\sqrt{t}} \quad (5.8)$$

$D_0$  et  $D_1$  sont des constantes représentant le dégazage initial, respectivement dû à la désorption des surfaces et à la diffusion à travers les parois. Elles s'expriment en  $\text{ppb} \cdot \text{h}^{-1}$ .

Les figures 5.23, 5.24 et 5.25 présentent les résultats de l'ajustement de la fonction du modèle sur les courbes d'évolution de la fraction d'impuretés, respectivement en juillet 2009, octobre 2009 et février 2009. Pour chacune de ces courbes, l'évolution de la fraction d'impureté peut se diviser en deux régimes successifs. Le premier régime d'évolution correspond à une diminution rapide de la quantité d'impuretés qui est due au terme de pompage volumique. Le second

régime est dominé par les termes de dégazage et correspond à une diminution suivant une pente douce.

L'ajustement de fonction pour les courbes de juillet et octobre 2009 a été en simultané en ce qui concerne le paramètre  $\alpha$ . Puisque ces données ont été prises dans la continuité, sans modification du dispositif, nous avons considéré que l'usure du filtre serait constante dans ce laps de temps et donc que l'inefficacité de purification serait la même. Nous pouvons observer que la quantité d'impureté originale  $\chi_0$  en juillet 2009 dans le xénon est très importante, de l'ordre de 5 ppm. En octobre,  $\chi_0$  est beaucoup plus faible, de l'ordre de la quarantaine de ppb. Cela s'explique puisque le xénon a été continuellement nettoyé durant cette période. La quantité d'impureté relâchée durant le stockage du xénon entre les deux campagnes d'acquisition a été assez faible. Le paramètre  $\alpha$  vaut 24%. Ce chiffre est assez important. Les facteurs agissant sur ce terme ont été auparavant cités, l'usure du filtre, la présence de micro-fuites dans le circuit, la perte de charge du gaz qui circule ou l'imprécision sur la mesure du débit. C'est probablement ce dernier point qui est primordial dans la valeur de  $\alpha$ .  $D_0$  vaut  $0,086 \text{ ppb}\cdot\text{h}^{-1}$  en juillet et est nul en octobre. Ce fait peut s'expliquer par le nettoyage des parois durant deux mois par le xénon. Sans mise à l'air de la TPC, il n'y a pas d'impuretés qui viennent se loger dans les rugosités de la paroi. Les valeurs obtenues de  $D_1$  sont plus difficilement expliquables. En effet,  $D_1$  est plus important en octobre qu'en juillet, alors que l'on aurait attendu le contraire.

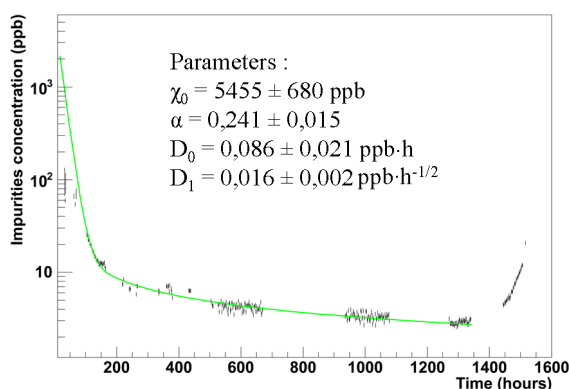


FIGURE 5.23 – Ajustement de l'évolution de la fraction d'impureté dans le xénon liquide de juillet à octobre 2009 par la fonction issu du modèle.

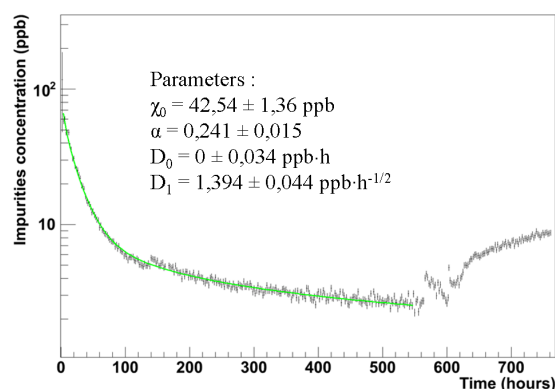


FIGURE 5.24 – Ajustement de l'évolution de la fraction d'impureté dans le xénon liquide de octobre à novembre 2009 par la fonction issu du modèle.

Avant de commenter les résultats de l'ajustement de la courbe de février 2011, il faut préciser que d'importantes modifications du circuit cryogénique ont eu lieu entre 2009 et 2011. Nous pouvons notamment citer le déport du PTR et l'ajout de l'échangeur thermique. Nous verrons que cela aura de l'influence sur les résultats. La quantité initiale d'impureté dans le xénon liquide en février 2011 est de l'ordre de la quarantaine de ppb. Entre octobre 2009 et février 2011, la propreté du xénon a donc réussi à être maintenue à ce niveau. En effet, aucun incident qui

aurait pu provoquer une arrivée massive d'impureté, comme un stockage d'urgence dans le tank de secours, n'est à déplorer durant cette période.  $\alpha$  vaut 47%, ce qui est nettement dégradé par rapport aux résultats de 2009. Cela s'explique par deux faits. D'une part, le vieillissement du filtre durant les 14 mois qui séparent les deux acquisitions. Le changement du filtre depuis lors a permis de remédier ce problème. D'autre part, l'ajout de l'échangeur a rallongé la longueur et la complexité du circuit de circulation, ce qui augmente les pertes de charges du gaz qui circule. Les paramètres  $D_0$  et  $D_1$  sont aussi beaucoup moins bons, puisqu'ils valent 33,3 et 2,2 ppb·h<sup>-1</sup>. Ce fait s'explique par les modifications du circuit de purification. Celles-ci ont ajouté une surface de matériaux susceptible de dégazer très importante, notamment au niveau du PTR et de l'échangeur. Bien que nettoyées, ces surfaces n'ont pas dégazé sur de longues périodes, cette campagne d'acquisition étant la première de grande durée depuis ces modifications. L'ensemble de ces phénomènes expliquent la lenteur plus importante de l'évolution de la pureté du xénon liquide.

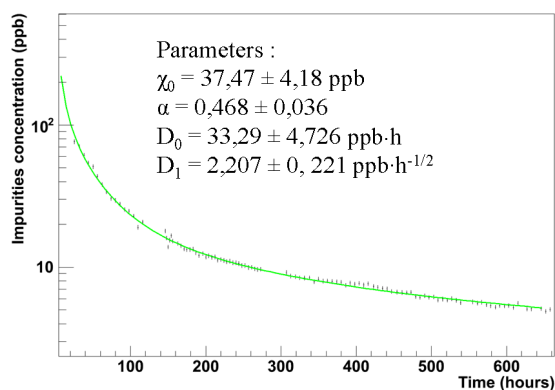


FIGURE 5.25 – Ajustement de l'évolution de la fraction d'impureté dans le xénon liquide de février à mars 2011 par la fonction issu du modèle.

Le temps nécessaire pour atteindre une fraction d'impureté de l'ordre de 3 ppb, ce qui correspond à une longueur d'atténuation de  $\approx 50$  cm, a été au mieux de 500 heures, ce qui fait une vingtaine de jours. Une telle longueur d'atténuation est très intéressante afin de profiter du signal électronique du xénon et est encourageante pour la suite de ce développement instrumental. Le temps nécessaire pour y parvenir est cependant assez long pour une utilisation en routine. L'intérêt de la modélisation est notamment de pouvoir extrapoler les résultats afin d'identifier les axes d'améliorations les plus prometteurs pour avoir un xénon liquide propre dans de meilleurs délais.

Afin d'atteindre plus rapidement des niveaux de pureté satisfaisants, plusieurs axes d'amélioration sont envisageable. Nous pouvons tout d'abord envisager d'augmenter la vitesse de circulation-purification afin d'atteindre plus rapidement le régime où le dégazage est dominant. Les figures 5.26 et 5.27 nous montrent la fonction représentant l'évolution de la longueur d'atténuation des électrons ajustée sur les données, ainsi que la même fonction avec un débit de

circulation dix fois supérieur, pour les données d'octobre 2009 et février 2011. Nous pouvons voir qu'effectivement, le régime de pompage volumique est plus bref. Cela permet plus rapidement d'atteindre un niveau de pureté suffisant pour que les signaux soit exploitables. L'intérêt de l'augmentation de la vitesse de circulation est plutôt limitée puisque les grandes longueurs d'atténuation ( $\approx 50$  cm) ne sont atteintes qu'après un certain temps de dégazage, dans un régime où la contribution volumique est négligeable. Les autres axes d'amélioration de la pureté vont donc se porter sur la contribution du dégazage. Le dégazage des impuretés est un phénomène se produisant à la surface des matériaux, ces impuretés se dissolvant ensuite dans tout le volume de xénon. Un moyen simple de réduire l'influence du dégazage est donc d'augmenter au plus possible le rapport  $\frac{\text{Volume}}{\text{Surface}}$ . Un détecteur avec un gros volume de xénon liquide sera moins sensible aux impuretés. Un effort devra se porter sur le design des pièces de la TPC afin de réduire les surfaces ainsi que la quantité de matière immergée dans le xénon, ainsi que sur l'identification et le remplacement des éléments et des matériaux qui dégazent le plus. Un travail supplémentaire, mais plus difficile, peut aussi se porter sur le nettoyage des pièces.

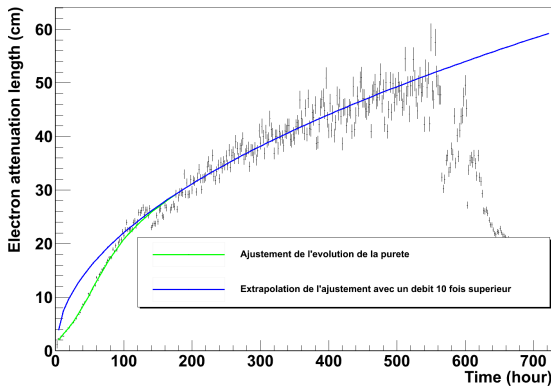


FIGURE 5.26 – Évolution de la longueur d'atténuation des électrons d'octobre à novembre 2009. En vert, la fonction modélisant l'évolution de la longueur d'atténuation, issue de l'ajustement de fonction. En bleu, la même fonction extrapolée avec un débit 10 fois plus grand.

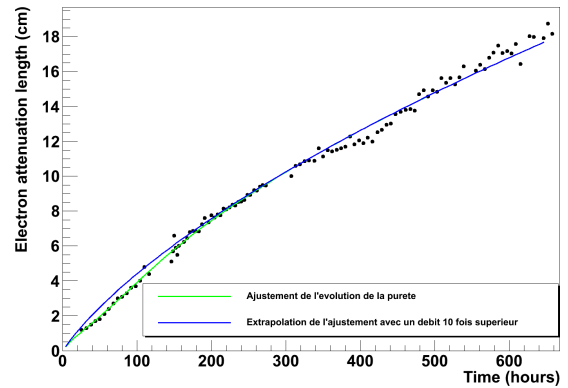


FIGURE 5.27 – Évolution de la longueur d'atténuation des électrons de février à mars 2010. En vert, la fonction modélisant l'évolution de la longueur d'atténuation, issue de l'ajustement de fonction. En bleu, la même fonction extrapolée avec un débit 10 fois plus grand.

## 5.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons effectué la mesure de l'évolution de la longueur d'atténuation dans le xénon liquide, effectuée de deux manières différentes. La première manière consiste à mesurer l'atténuation le long de la hauteur de la chambre du signal issu des interactions photoélectriques entre un faisceau de gamma de 511 keV et le xénon liquide. Cette méthode est

précise et efficace et permet de corriger de l'atténuation les signaux que nous enregistrons pour la caractérisation de la réponse du détecteur de XEMIS.

La seconde manière consiste à mesurer l'évolution du signal d'ionisation issu d'une source de noyaux alphas quasi-monoénergétique. Cette méthode nécessite cependant un étalonnage par la mesure de la longueur d'atténuation suivant la première méthode présentée. Il s'agit d'un défaut qui rend son utilisation moins aisée que la méthode précédente, qui permet aux signaux des gammas de se corriger eux-mêmes. Son principal avantage est qu'étant donné que la source alpha est fixée, il n'y a pas besoin de rechercher les signaux d'ionisation puisqu'ils arrivent toujours au même temps de dérive. Elle est donc bien adaptée dans le cas de l'utilisation d'une électronique bruyante. Il est aussi envisageable d'utiliser une source alpha pour mesurer en ligne la pureté du xénon dans un prototype de grande dimension, en plaçant cette source hors de la zone active.

Nous avons ensuite calculé et montré l'évolution de la fraction d'impureté dans le xénon liquide correspondant aux longueurs d'atténuation mesurées. Cette évolution a été ajustée par un modèle simple inspiré des modèles d'évolution de la pression lors d'une mise à vide d'une enceinte, la fraction d'impureté remplaçant les gaz résiduels dans ce modèle. Ce modèle est bien compris, reproduit fidèlement l'évolution des impuretés et donne ainsi des pistes pour améliorer les niveaux de pureté du xénon liquide.

# Chapitre 6

## Exploitation des données obtenues avec XEMIS

Nous avons vu au chapitre 4 la méthode expérimentale ainsi que l'analyse des données que nous utilisons afin de pouvoir mener la caractérisation des performances de la TPC. Nous allons présenter dans ce chapitre les résultats de ces mesures, qui ont été effectuées avec un champ électrique de dérive variant de 0,5 à 1,2  $\text{kV}\cdot\text{cm}^{-1}$  et une longueur d'atténuation des électrons variant entre 15 et 20 cm. Dans un premier temps, nous allons aborder la mesure de la vitesse de dérive des électrons dans le xénon liquide, selon le champ de dérive appliqué. Nous verrons ainsi la résolution temporelle finale que nous obtenons et donc la résolution spatiale le long de l'axe  $z$ . Dans un second temps, nous parlerons de la mesure de la taille des clusters, c'est-à-dire du nombre de pixels mesurant les signaux créés par la dérive des nuages électroniques. Nous verrons qu'il est possible d'en déduire la diffusion transverse des électrons dans le xénon liquide, selon le champ électrique. La mesure de la longueur d'atténuation des électrons vue au chapitre 5 permet d'obtenir des spectres en énergie corrigés de cette atténuation. Nous aborderons ensuite la mesure du rendement de production d'ionisation et de la résolution en énergie selon le champ de dérive.

Nous terminerons ce chapitre en utilisant le modèle de Thomas, vu au chapitre 2, pour ajuster l'évolution du rendement d'ionisation et de la résolution en énergie. Cela nous permettra d'extrapoler la résolution en énergie intrinsèque du xénon liquide selon le champ de dérive.

### 6.1 Mesure de la vitesse de dérive des électrons

Afin de pouvoir calculer la coordonnée spatiale  $z$  d'une interaction, représentant sa hauteur dans la chambre, à partir du temps de dérive des électrons, il nous faut mesurer précisément la vitesse de dérive des électrons dans le xénon liquide. Nous avons effectué cette mesure pour des champs électriques allant de 0,5 à 1,2  $\text{kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ , pour une température du xénon de 171 K.

La figure 6.1 nous montre un exemple de distribution des temps de dérive des électrons produits par une interaction photoélectrique, acquis pour un champ électrique de  $1,0 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ . Comme nous l'avons vu précédemment au chapitre 4 avec les distributions de temps des digits, la distribution diminue exponentiellement au long de  $z$ , suivant l'atténuation des photons. Nous pouvons distinguer quelques événements fortuits situés en dehors de la chambre. Les limites de la chambre sont très bien marquées, ce qui est nécessaire pour la suite de la mesure.

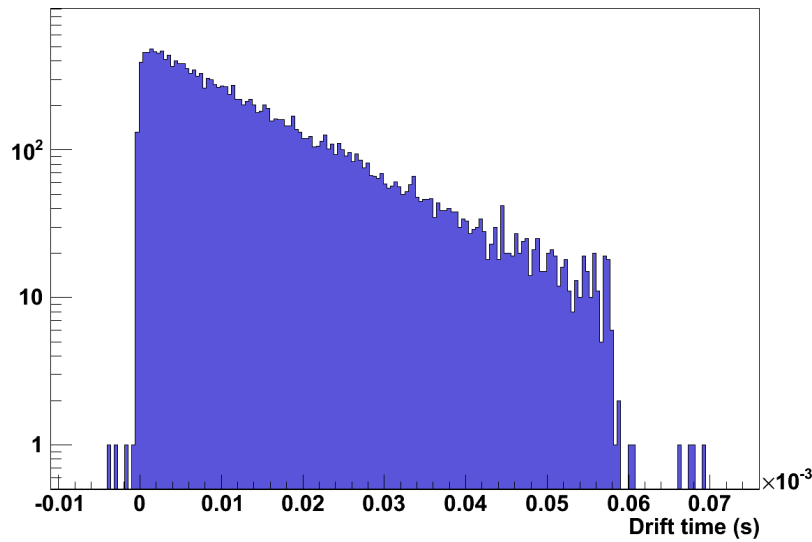


FIGURE 6.1 – Distribution des temps de dérive des électrons produits par une interaction pour un champ électrique de  $1,0 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ .

En mesurant précisément le début et la fin de cette distribution, nous pouvons en déduire le temps qu'il faut aux électrons pour dériver sur toute la chambre. La hauteur de la chambre est connue,  $120,765 \text{ mm}$ , avec une erreur sur la hauteur de  $0,324 \text{ mm}$  selon les cotes des pièces visibles dans le tableau 6.1. À  $171 \text{ K}$ , la contraction thermique fait qu'il y a une variation de la hauteur de la chambre de l'ordre de  $221 \mu\text{m}$ . Cette valeur est calculée en utilisant les coefficients de dilatation thermique des différents matériaux qui composent la TPC.

Pour mesurer le début de la chambre, nous utilisons un ajustement de fonction erf de gaussienne. La figure 6.2 nous en montre un exemple pour un champ électrique de dérive de  $1,1 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ . L'emplacement du début de la chambre est alors mesuré avec une erreur inférieure à  $40 \text{ ns}$ . L'écart-type de cette fonction nous fournit par la même occasion la résolution temporelle sur le temps des interactions à ce champ électrique. Cette résolution ne varie pas selon le champ électrique, et vaut en moyenne  $148 \pm 8 \text{ ns}$ .

Le manque de statistique nous empêche d'effectuer avec une bonne précision la mesure du temps de fin de chambre avec la même méthode. Un seuil est donc appliqué afin de déterminer



Nombre	Désignation	Matériau	Épaisseur (mm)	Tolérance (mm)
1	Bride	Inox	0,5	$\pm 0,2$
1	Colle	STYCAST	0,1	$\pm 0,1$
1	Anode		2,58	$\pm 0,1$
1	Spacer grille	Inox	0,1	$\pm 0,01$
1	Grille basse	Cuivre	0,005	$\pm 0,002$
1	Rondelle ajustement	Aluminium	3,55	$\pm 0,05$
1	Platine inférieure	MACOR	4	$\pm 0,05$
1	Écrou support	MACOR	9,5	$\pm 0,05$
12	Anneau circulaire	Cuivre	0,5	$\pm 0,03$
10	Spacer colonne	MACOR	9,5	$\pm 0,05$
1	Tube central	PTFE 7A	5,0	$\pm 0,04$
1	Grille haute	Cuivre	0,005	$\pm 0,02$
Distance entre les deux grilles			$120,765 \pm 0,324$ mm	
Dilatation thermique pour un écart de 125 K			221 $\mu$ m	

TABLE 6.1 – Cotes des pièces de l'empilement de la TPC

cette fin de chambre. La figure 6.3 nous montre la fin de la distribution obtenue à  $1,1 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ . Nous y voyons le seuil, représenté par la ligne en pointillés bleu, appliqué sur la statistique. Lorsque deux bins consécutifs sont en dessous de ce seuil, et ont donc une statistique inférieure à deux événements, la fin de la chambre est fixée au dernier bin au dessus du seuil. La résolution temporelle sur détermination du temps de fin de la chambre vaut alors la demi-largeur d'un bin, soit 160 ns.

En faisant le rapport de la hauteur de la chambre par la différence entre le temps de fin de chambre et le temps de début de chambre, nous obtenons la vitesse de dérive des électrons dans le xénon liquide, à la température de fonctionnement, soit 171 K. La figure 6.4 nous montre ces vitesses mesurées pour des champs compris entre  $0,5$  à  $1,2 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ , représentées par les points rouges. Les barres d'erreurs sur la mesure sont trop petites pour être visibles. Comme nous l'avons vu au chapitre 2, la vitesse de dérive des électrons augmente avec le champ électrique.

## 6.2 Mesure de la taille des clusters

La taille d'un cluster est le nombre de pixels qui mesurent le signal déposé par l'interaction enregistrée dans ce cluster. Cette taille peut-être calculée en deux dimensions, dans le plan de l'anode, ou dans une seule, le long de l'axe des  $x$  ou de l'axe des  $y$ . Dans la suite de ce paragraphe, la taille des clusters désigne uniquement le nombre de pixels touchés le long d'une dimension, que ce soit en  $x$  ou en  $y$ . Nous pouvons voir sur la figure 6.5 l'évolution de la taille

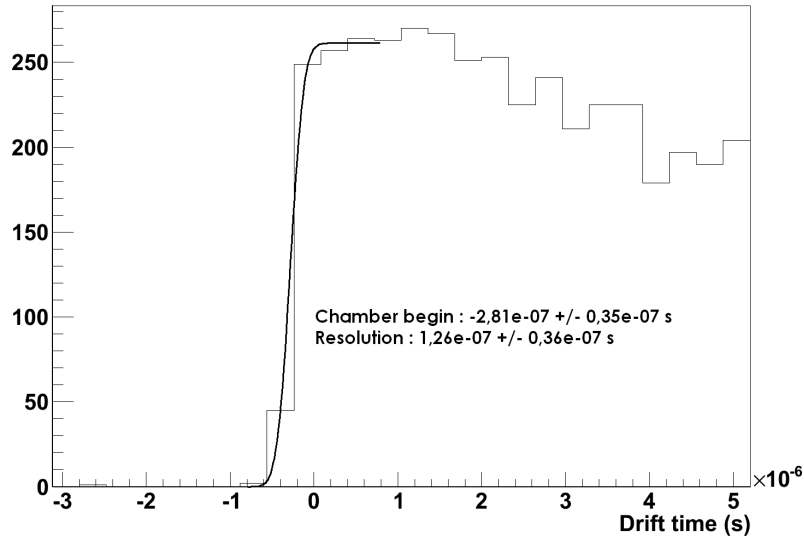


FIGURE 6.2 – Zoom sur le début de la distribution des temps de dérive des électrons dûs à une interaction, pour un champ électrique de dérive de  $1,1 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ . En noir, ajustement du début de la chambre par une fonction erf de gaussienne.

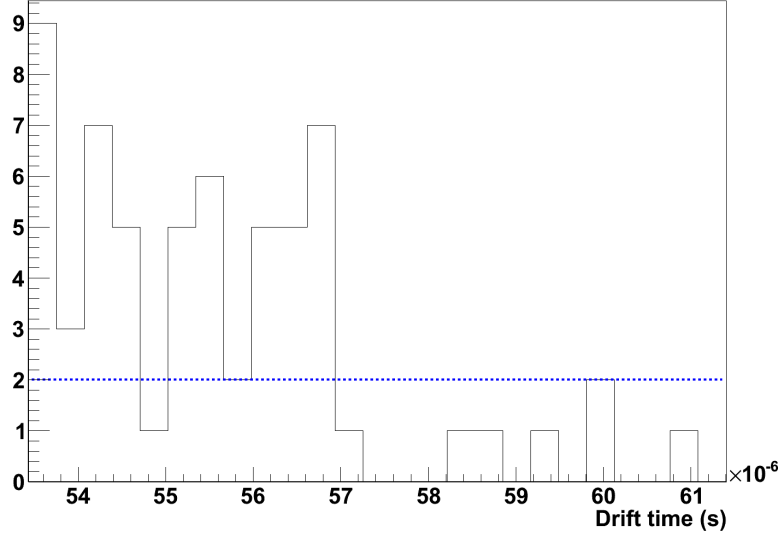


FIGURE 6.3 – Zoom sur la distribution en fin de chambre, pour un champ de dérive de  $1,1 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ . En pointillé bleu, le seuil de 2 évènements appliqué pour calculer le temps de fin de chambre.

des clusters en fonction de la hauteur de l'interaction. Les tranches le long de l'axe des  $z$  sont effectuées de la même manière que dans le chapitre précédent, il s'agit de tranches d'épaisseur variable qui possèdent toutes la même statistique de comptage. Nous pouvons voir que la taille moyenne augmente au fur et à mesure que les interactions tiennent place loin de l'anode. En

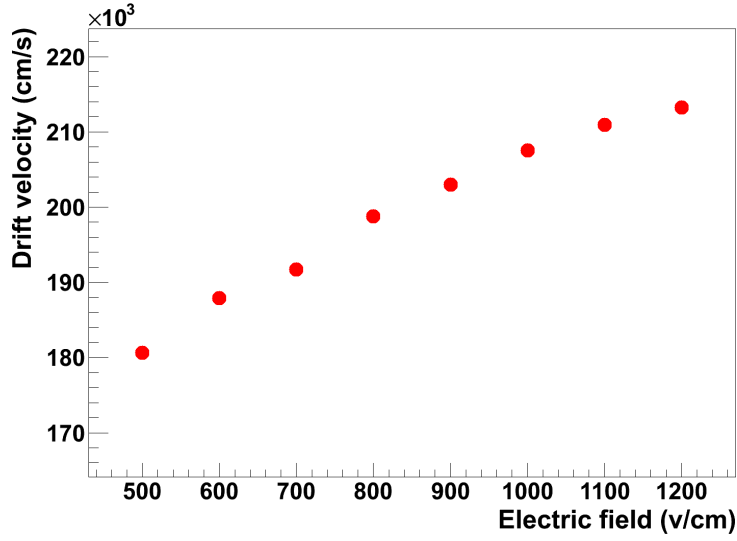


FIGURE 6.4 – Vitesse de dérive des électrons dans le xénon liquide en fonction du champ électrique, mesurées par la TPC de XEMIS, à une température de 171 K.

effet, plus le nuage électronique dérivera sur une longue distance et plus il se dispersera en largeur, ce que l'on appelle la diffusion transverse. Nous avons abordé auparavant la diffusion transverse électronique dans le chapitre 2. La largeur  $\sigma$  du nuage électronique peut s'écrire en fonction de la hauteur d'interaction  $z$  ainsi :

$$\frac{\sigma}{\sqrt{z}} = \sqrt{2 \cdot D_T \cdot v_e} \quad (6.1)$$

$v_e$  est la vitesse de dérive des électrons, qui dépend du champs électrique, et  $D_T$  est le coefficient de diffusion transverse, en  $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ , qui dépend lui aussi du champ de dérive. À partir de l'évolution de la taille des clusters selon  $z$ , il est possible de remonter à ce coefficient  $D_T$ . Nous avons mené une étude [127] dans ce but. Pour cela, la distribution est ajustée par une fonction  $A\sqrt{z} + B$ . Le paramètre  $B$  représente la taille moyenne à  $z = 0$  cm. Ce paramètre vaut donc au minimum 1 et peut être plus grand, à cause de la longueur du parcours de la particule incidente et donc de la largeur initiale du nuage électronique. Le paramètre  $A$  est le plus intéressant, puisque c'est lui qui va nous permettre de remonter à  $\sigma$ . Pour cela, une série de simulations Monte-Carlo a été effectuée, utilisant la géométrie de XEMIS, les différents champs de dérive, le bruit électronique, les longueurs d'atténuation mesurées et avec différents coefficients de diffusion [127]. L'évolution de la taille des clusters pour ces simulations a été ajustée par la même fonction  $A\sqrt{z} + B$ . En faisant correspondre le paramètre  $A$  obtenu avec les données et celui obtenu avec les simulations, nous obtenons  $\sigma$ . L'évolution de la diffusion transverse ainsi calculée en fonction du champ électrique de dérive est montrée sur la figure 6.6. La diminution de la diffusion transverse avec le champ électrique est observable, bien qu'elle ne soit pas très marquée.

Afin de donner une comparaison, nous obtenons  $D_t \approx 37 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $D_t$  étant calculé à partir de  $\sigma$  en suivant l'équation 6.1, avec un champ électrique de  $0,5 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ , ce qui correspond à un champ réduit  $E/N = 5,5 \cdot 10^{-18} \text{ V} \cdot \text{cm}^2$ . Les mesures faites par Doke [104] visibles sur la figure 2.8 trouvent  $D_t \approx 44 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  pour  $E/N = 5 \cdot 10^{-18} \text{ V} \cdot \text{cm}^2$ . Bien que nos mesures soient dans le prolongement de celles de Doke, le manque d'information sur les conditions expérimentales nous empêchent de conclure sur leur adéquation. Il reste que les mesures de la diffusion transverse que nous avons effectuées sont très probablement les plus précises à ce jour étant donné le faible bruit électronique qui permet une étude de la réponse tout au long de la hauteur du détecteur, ce qui reste inédit.

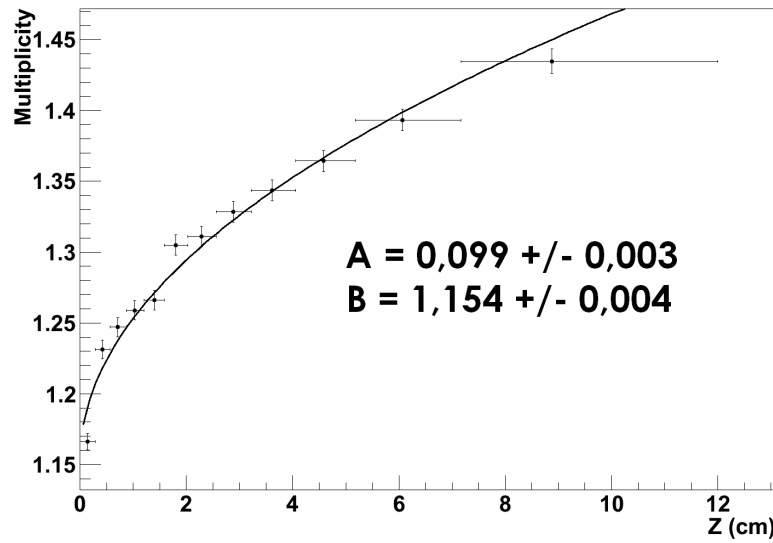


FIGURE 6.5 – Évolution de la taille des clusters en fonction de la hauteur d'interaction, pour un champ électrique de dérive de  $0,5 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ .

### 6.3 Mesure du rendement de production électronique et de la résolution en énergie

Utilisant les spectres des photons gammas de 511 keV corrigés de l'atténuation, nous allons mesurer, pour les différents champs électriques appliqués, le rendement de production électronique, aussi appelé yield en anglais, et qui correspond au nombre de paires électron-ion créées lors d'un dépôt d'énergie. La résolution en énergie qui lui est associée sera aussi évaluée.

L'analyse qui a été menée a permis de mesurer les signaux enregistrés, de les clusteriser et de les corriger de l'atténuation électronique due aux impuretés. Il est alors possible d'obtenir pour chaque champ électrique un spectre en énergie, dont la figure 6.7 nous montre l'exemple pour un champ de  $0,5 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ . Le pic photoélectrique de chacun de ces spectres peut-être ajusté par une gaussienne. La moyenne de cette gaussienne nous fournit alors le signal correspondant

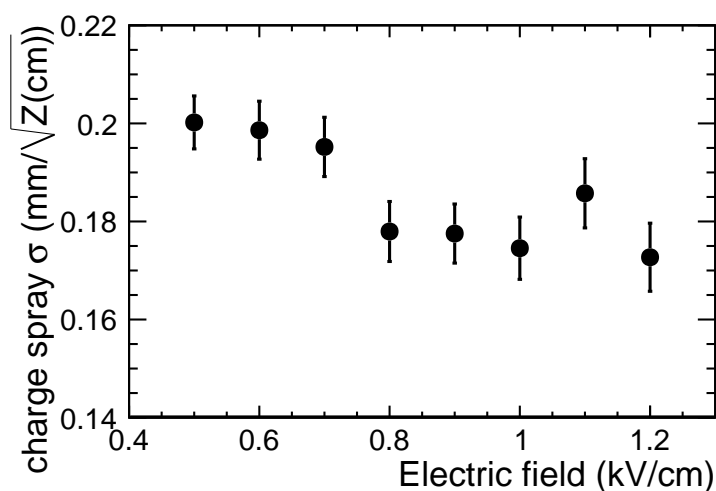


FIGURE 6.6 – Évolution de la diffusion transverse des électrons en fonction du champ électrique de dérive.

à un dépôt d'énergie de 511 keV au champ donné. La figure 6.8 nous montre l'évolution de ce signal selon le champ électrique. Ce signal augmente avec le champ électrique, puisque de plus en plus de recombinaisons des paires électron-ion sont empêchées, ce qui aboutit à un nombre d'électrons qui dérivent plus important.

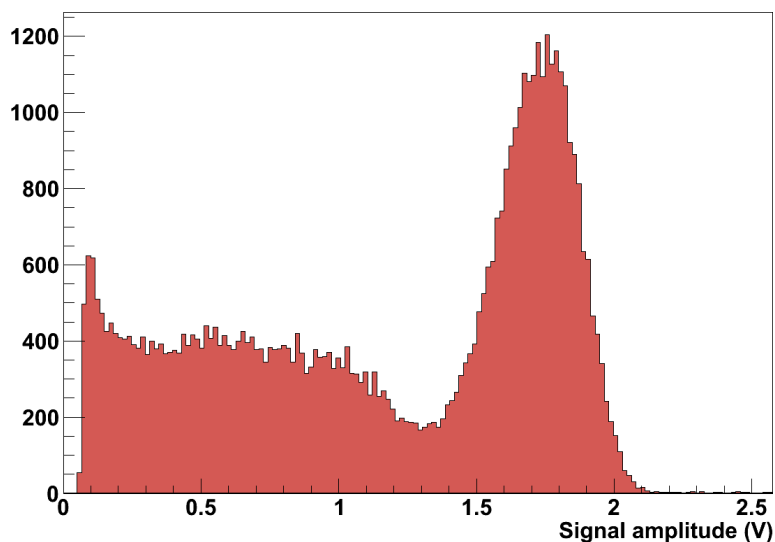


FIGURE 6.7 – Spectre des amplitudes des signaux clusterisés pour un champ de  $0,5 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ .

Il est difficile d'effectuer la calibration absolue de la sensibilité de l'électronique à une température de 171 K. De ce fait, nous n'avons pas de méthode pour effectuer cette calibration. Nous présentons donc ici une analyse basée sur une calibration de la sensibilité relative à une

référence.

Afin d'estimer l'évolution du rendement de production électronique en fonction du champ de dérive, nous allons donc prendre comme référence le rendement mesuré à  $1 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ , soit  $\approx 27500$  électrons [128], obtenu en utilisant les paramètres tirés des mesures de Aprile *et al.* [50]. Nous posons comme hypothèse que le signal mesuré à ce champ correspond donc à ce nombre de paires créées et calculons les rendements mesurés pour les autres champs par rapport à cette référence. L'échelle à la droite de la figure 6.8 nous montre la valeur du rendement en nombre de paires électron-ion correspondant au signal mesuré. Tracée en rouge, la fonction est un ajustement de l'évolution du rendement par le modèle de Thomas [93], que nous aborderons en détail dans le paragraphe suivant.

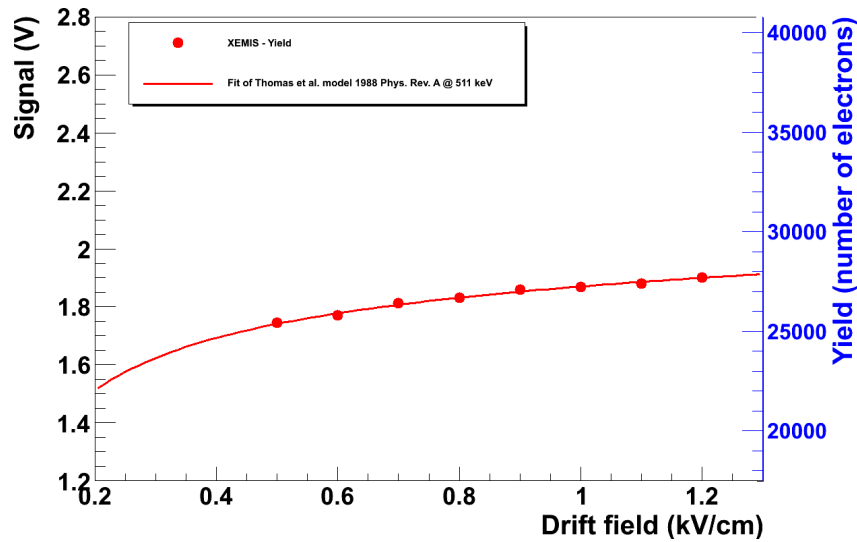


FIGURE 6.8 – Évolution du signal moyen dû à un dépôt de 511 keV en fonction du champ électrique. Sur la droite, l'échelle en nombre d'électrons fait la correspondance entre le signal mesuré et le rendement de production d'électrons. Tracée en rouge, la fonction est un ajustement par le modèle de Thomas.

Afin de mesurer la résolution en énergie en fonction du champ, nous avons mené une étude en fonction de  $z$ . Nous pouvons pour chaque run découper les événements en tranches en  $z$  de hauteurs variables et de statistiques égales, comme lors du calcul de la longueur d'atténuation. Un spectre en énergie est créé pour chacune de ces tranches et le pic photoélectrique est ajusté par une gaussienne. Le rapport de l'écart-type par la moyenne de la gaussienne nous donne la résolution en énergie à un sigma pour la tranche donnée. La figure 6.9 nous montre, représentée par les points noirs, l'évolution de cette résolution en énergie en fonction de  $z$ , pour un run obtenu avec un champ électrique de dérive de  $0,5 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ . La résolution en énergie corrigée des contributions du bruit et de l'erreur sur la mesure de  $z$  est représentée sur la figure 6.9 par les points rouges. En effet, partant de l'hypothèse que l'énergie mesurée  $E_m$  à une hauteur  $z$

peut-être exprimée ainsi :

$$E_m(z) = E_0 e^{(-\frac{z}{L})} + \varepsilon_b \quad (6.2)$$

Dans cette équation, l'énergie collectée après recombinaison  $E_0$ , qui correspond à l'énergie sans aucune atténuation et donc mesurée à  $z = 0$ , est une variable aléatoire dont la moyenne  $\langle E \rangle = E_p$  et dont la variance est définie par  $\sigma_{E_p}$  qui est la contribution intrinsèque du xénon liquide à la résolution.  $L$  est la longueur d'atténuation des électrons.  $\varepsilon_b$  représente le bruit électronique, sa valeur moyenne est nulle  $\langle \varepsilon_b \rangle = 0$  et sa variance vaut  $\sigma_b$ .

Sachant mesurer la longueur d'atténuation des électrons, nous pouvons calculer  $E_c$ , l'énergie corrigée de cette atténuation. Elle vaut :

$$E_c(z) = E_m(z) e^{(\frac{z_m}{L_m})} = \left( E e^{(-\frac{z}{L})} + \varepsilon_b \right) e^{(\frac{z_m}{L_m})} \quad (6.3)$$

$z_m$  est la hauteur mesurée de l'interaction. On peut l'exprimer ainsi :  $z_m = z + \varepsilon_m$ .  $\varepsilon_m$  est l'erreur sur la mesure de  $z_m$ , sa moyenne vaut  $\langle \varepsilon_m \rangle = 0$  et sa variance vaut  $\sigma_z$ . En propageant les erreurs sur  $E_c$ , nous trouvons :

$$\frac{\sigma_{E_c}}{E_c}(z) = \sqrt{\left(\frac{\sigma_z}{L}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{E_p}}{E_p}\right)^2 + e^{(\frac{2z}{L})} \cdot \left(\frac{\sigma_b}{E_p}\right)^2} \quad (6.4)$$

Afin de calculer la résolution en énergie intrinsèque du xénon liquide, nous pouvons soustraire toutes les autres contributions à la résolution en énergie mesurée, selon l'équation suivante :

$$\frac{\sigma_{E_p}}{E_p}(z) = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{E_c}}{E_c}\right)^2 - \left(\frac{\sigma_z}{L}\right)^2 - e^{(\frac{2z}{L})} \cdot \left(\frac{\sigma_b}{E_c}\right)^2} \quad (6.5)$$

Nous pouvons observer que les points corrigés rouge et les points bruts en noir sont très proches. Ce fait est dû au très faible bruit électronique de la TPC et à la bonne précision sur la mesure de  $z$ . Nous pouvons cependant voir que la distribution de la résolution corrigée n'est pas constante le long de  $z$  et qu'elle se dégrade avec la hauteur d'interaction. Ce fait n'est pas encore clairement expliqué et n'est pas discuté par les autres équipes ayant investigué les propriétés du xénon liquide. Nous avons proposé plusieurs effets pour expliquer cette différence, qui peuvent éventuellement se combiner, comme une contamination du pic photoélectrique par des photons ayant subis une faible diffusion Compton, des variations importantes de la longueur d'atténuation au cours d'un run, une fluctuation de la longueur d'atténuation en fonction de  $z$  due à la possible absorption en paquets des électrons primaires, etc. Cela mérite une étude plus poussée de cet effet, notamment par des simulations et de nouvelles mesures. Quoiqu'il en soit, il s'agit de la première fois qu'un détecteur au xénon liquide possède un bruit électronique assez faible pour être sensible à la variation de la réponse en fonction de la hauteur d'interaction.

Bien que nous manquions pour l'instant de preuves pour expliquer le comportement de la

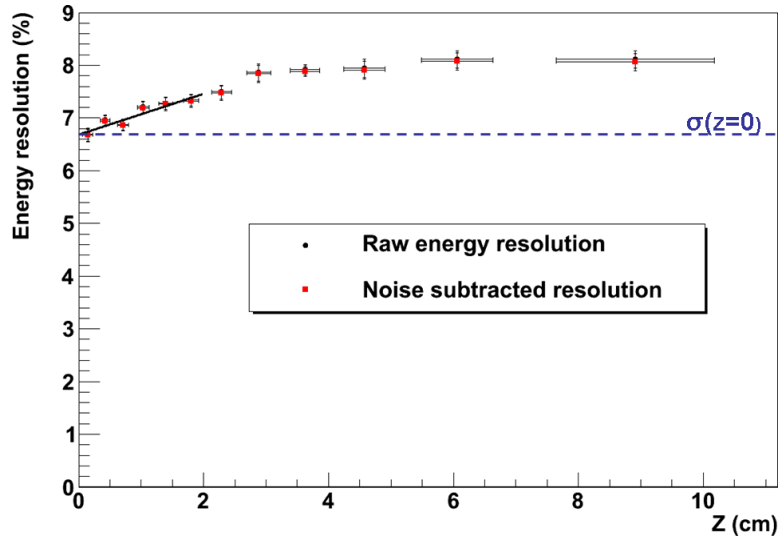


FIGURE 6.9 – Évolution de la résolution en énergie à 511 keV selon  $z$  pour un champ de dérive de  $0,5 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ . En noir, la résolution mesurée. En rouge, la résolution corrigée des contributions du bruit. Le trait en pointillé bleu représente la résolution à  $z = 0$ , déterminé par un ajustement linéaire sur les deux premiers centimètres.

résolution avec  $z$ , nous pouvons distinguer l'évolution de la résolution à  $z = 0$  avec le champ électrique de dérive, qui est visible sur la figure 6.10. Les points en noir représentent l'évolution de la résolution mesurée. Cette résolution est calculée pour chaque champ en faisant un ajustement linéaire sur les deux premiers centimètres et en prenant la valeur à zéro de cette droite. Les points en rouge sont calculés de la même manière mais pour la résolution corrigée des différentes contributions. On peut alors considérer qu'il s'agit de l'évolution de la résolution intrinsèque du xénon. La fonction tracée en rouge est un ajustement de l'évolution de la résolution par le modèle de Thomas, que nous expliquerons au paragraphe suivant. L'amélioration de la résolution avec le champ électrique de dérive est nettement visible, ce qui s'explique par l'augmentation du nombre d'électrons collectés. De plus, les résolutions en énergie mesurées sont très satisfaisantes et semblent en très bon accord avec les performances visées, puisqu'elles se situent au niveau de la résolution intrinsèque.

## 6.4 Caractérisation de la réponse du détecteur par le modèle de Thomas

Nous avons vu au chapitre 2 le modèle proposé par Thomas *et al.* pour reproduire l'évolution du rendement de production électronique et de la résolution en énergie à 511 keV. Dans ce paragraphe, nous allons ajuster les paramètres du modèle de Thomas *et al.* aux mesures du rendement de production et de la résolution en énergie que nous avons effectuées. Cela va nous



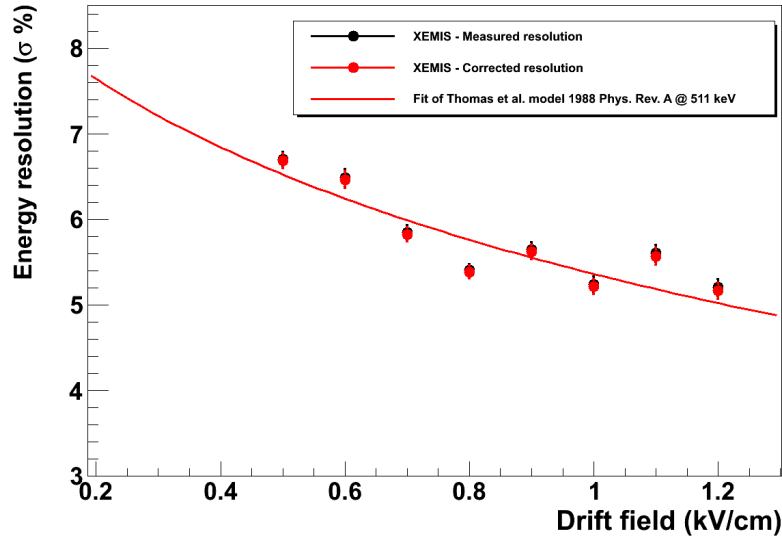


FIGURE 6.10 – Évolution de la résolution en énergie mesurée à 511 keV en fonction du champ de dérive.

permettre d'extrapoler la résolution en énergie intrinsèque pour différentes énergies et différents champs de dérive.

Pour cela, nous ajustons simultanément les courbes des figures 6.8 et 6.10 par les fonctions suivantes, issues du modèle de Thomas et que nous avons vues au chapitre 2 :

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{E_c}{E_p} = \left( a \frac{\ln(1 + \xi_0)}{\xi_0} + (1 - a) \frac{\ln(1 + \xi_1)}{\xi_1} \right) \quad (6.6)$$

$$\sigma_i(\%) = \frac{b}{\sqrt{E_p}} \left( \frac{\ln(1 + \xi_1)}{\xi_1} - \frac{\ln(1 + \xi_0)}{\xi_0} \right) \quad (6.7)$$

Le modèle de Thomas possède un jeu de quatre paramètres que sont  $\xi_0$  et  $\xi_1$ , les deux paramètres de recombinaisons et les paramètres  $E_1$  et  $E_2$  qui sont les deux énergies seuils qui régissent les différents comportements des électrons. Dans l'équation 6.6,  $Q$  est le rendement calculé en électron à partir du signal mesuré dans la figure 6.8 et  $Q_0$  est le nombre total de paires électron-ion produites avant recombinaison par un dépôt d'énergie de 511 keV, soit 32800. Les paramètres  $a$  et  $b$  dépendent de  $E_1$  et  $E_2$  et s'expriment ainsi :

$$a \equiv \left( \frac{\ln\left(\frac{E_2}{E_1}\right) - \frac{E_2}{E_p} + 1}{\frac{E_p}{E_0}} \right) \quad (6.8)$$

$$b \equiv \frac{\sqrt{E_p \cdot F_n \cdot \left(2 \cdot E_2 - E_1 - \frac{E_2^2}{E_p}\right)}}{F_n \cdot \ln\left(\frac{E_p}{E_0}\right)} \quad (6.9)$$

où  $E_p = 511$  keV et  $E_0 = 4,2$  eV. L'ajustement de fonction nous donne  $a = 0,207 \pm 0,012$ ,  $b = 1,705 \pm 0,04$ ,  $\xi_0 = 4,87 \pm 0,51$  et  $\xi_1 = 0,098 \pm 0,008$ . Les deux paramètres  $a$  et  $b$  vont nous permettre de calculer  $E_1$  et  $E_2$ . Il s'agit pour cela de résoudre un système de deux équations à deux inconnues. Afin d'évaluer les erreurs sur  $E_1$  et  $E_2$ , nous effectuons cette résolution d'équations plusieurs milliers de fois. Pour chacune de ces résolutions, nous tirons aléatoirement  $a$  et  $b$  dans deux gaussiennes dont la moyenne et l'écart-type sont la valeur et l'erreur obtenues par l'ajustement. La figure 6.11 nous montre la distribution de  $E_1$  en fonction de  $E_2$ . Ces deux valeurs sont légèrement corrélées. Nous prenons pour valeur la plus probable la moyenne de la distribution de chacune de ces énergies seuils et pour erreur sur cette valeur la valeur médiane de part et d'autre de cette moyenne. Nous trouvons ainsi  $E_1 = 4,52 \pm 0,72$  keV et  $E_2 = 19,42 \pm 1,07$ . Ces mesures bénéficient d'une bonne précision. Il faut cependant relativiser cette précision compte tenu de la méthode expérimentale et notamment de l'évolution encore inexpliquée de la résolution en énergie selon  $z$ .

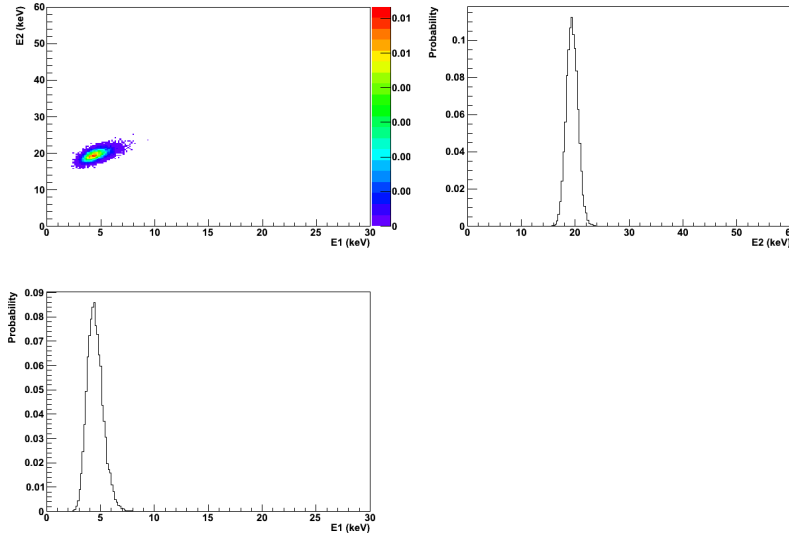


FIGURE 6.11 – Distribution des solutions de  $E_1$  et  $E_2$ . a) Distribution de  $E_1$  en fonction de  $E_2$ . b) Fonction de distribution de  $E_2$ . c) Fonction de distribution de  $E_1$ .

Puisque nous avons estimé les quatre paramètres qui régissent le modèle de Thomas, nous pouvons extrapoler à partir de ce même modèle la résolution en énergie pour des champs de dérive différents. La figure 6.12 nous montre l'extrapolation de la résolution en énergie pour un dépôt d'énergie de 1 MeV selon le champ électrique. Pour obtenir ces valeurs, nous tirons aléatoirement plusieurs milliers de fois  $\xi_0$ ,  $\xi_1$ ,  $E_1$  et  $E_2$  dans leurs distributions respectives et

calculons d'après l'équation 6.7 la résolution en énergie pour chacun de ces tirages. La valeur montrée des points de la figure 6.12 est prise comme la moyenne des résolutions obtenues, l'erreur sur les points étant l'écart-type de la distribution des résolutions.

Cette étude nous intéresse puisque la résolution à 1 MeV fait partie des paramètres utilisés dans les simulations qui ont étudié les performances de l'imagerie  $3\gamma$ , dont nous avons parlé au chapitre 1. Pour atteindre la résolution souhaitée dans le cahier des charges, soit 2,6% à  $1\sigma$  à 1 MeV, il nous faut prévoir d'utiliser un champ électrique de dérive de l'ordre de  $2,6\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ , ce qui constitue un léger effort instrumental.

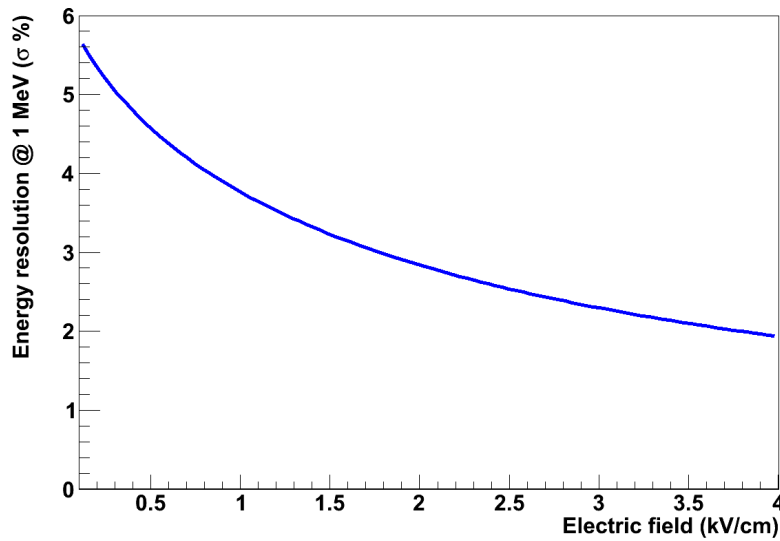


FIGURE 6.12 – Extrapolation de la résolution en énergie à 1 MeV pour différents champs électriques, avec le modèle de Thomas.

## 6.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les résultats obtenus avec les données issues de la TPC de XEMIS. Nous avons ainsi montré notre mesure de la vitesse de dérive des électrons à 171 K pour des champs électriques variant de 0,5 à  $1,2\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ . Les mesures de la diffusion transverse, du rendement de production électronique et de la résolution en énergie en fonction du champ électrique ont été effectuées. Plusieurs points nous paraissent particulièrement importants à souligner. Premièrement, le très faible bruit électronique de XEMIS nous permet d'effectuer des études le long de toute sa hauteur de dérive, ce qui a été le cas notamment pour la résolution en énergie et la taille des clusters et qui nous permet de sortir des résultats intéressants.

Deuxièmement, plusieurs étapes importantes vers la preuve de la faisabilité du concept de l'imagerie trois gammas ont été franchies. En effet, la résolution temporelle moyenne a été estimée à  $148 \pm 8$  ns, ce qui donne une résolution spatiale le long de l'axe des  $z$  de l'ordre de  $300 \mu\text{m}$ . Le très faible bruit électronique,  $\approx 100$  électrons, nous permet de plus d'étudier la réponse de la TPC en fonction de la profondeur d'interaction. Ces deux mesures sont en adéquation avec le cahier des charges établi pour obtenir une imagerie trois gammas viable. Les résolutions en énergie mesurée à 511 keV semblent en très bon accord avec les résolutions visées, puisqu'elles semblent très proche de la résolution intrinsèque du xénon liquide. Nous pouvons alors raisonnablement espérer d'atteindre une résolution en énergie à 1 MeV de 2,6 % pour un champ de dérive de  $2,6 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ . La dernière étape instrumentale consistera à augmenter la segmentation de l'anode afin d'atteindre les résolutions spatiales voulues en trois dimensions.

Troisièmement, la profondeur relativement importante de la chambre, la bonne précision sur la mesure de  $z$  et un très faible bruit électronique nous permettent d'étudier la réponse du détecteur tout au long de la profondeur. Il en ressort une dégradation systématique de la résolution en fonction de la hauteur d'interaction, et ce pour tout champ électrique de dérive entre 0,5 et  $1,2 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ . Ni la prise en compte des différentes parties de l'analyse, ni la simulation du système, n'ont été en mesure de reproduire cet effet. Une campagne de mesures dédiée à cet effet est prévue afin de l'investiguer, étant donné l'importance qu'il pourrait avoir pour l'imagerie Compton.

# Conclusion

À l'issue de ces trois ans de travail, avec le recul, le projet dans lequel s'inscrit cette thèse m'apparaît comme extrêmement ambitieux, mais aussi comme un défi technologique terriblement passionnant. Il s'agit d'un volume de  $\approx 40$  litres rempli de xénon liquide, monolithique et donc sans zone morte, c'est-à-dire complètement actif. Ce détecteur doit avoir la possibilité de mesurer simultanément dans tout son volume l'énergie et la position en trois dimensions des interactions des gammas, et ce avec une précision uniquement atteignable avec du xénon liquide. Dans ce manuscrit, j'ai rendu compte du fait que ce développement instrumental était sur la bonne voie et que plusieurs performances instrumentales remarquables ont été atteintes avec un premier prototype de petite dimension, XEMIS.

L'imagerie  $3\gamma$  est une nouvelle technique d'imagerie médicale, qui est de nature à améliorer les modalités d'imagerie actuellement proposées. L'imagerie  $3\gamma$  repose sur l'exploitation conjointe de deux nouvelles idées : l'utilisation du nouveau radiopharmaceutique, le  $^{44}\text{Sc}$  et la mise au point d'un nouvel instrument, un télescope Compton comprenant du xénon liquide. En effet, à l'heure actuelle, il n'existe aucune modalité d'imagerie Compton fonctionnant avec des détecteurs solides puisque malgré tous leurs avantages, ces détecteurs ne sont pas assez sensibles pour mener à bien cette démarche.

Ce travail de thèse s'est effectué au sein d'un groupe de chercheurs du laboratoire Subatech qui a imaginé une solution afin de contourner les difficultés de segmentation et de construction d'un détecteur solide. Pour cela, ce groupe, mené par Dominique Thers, a orienté sa recherche vers un détecteur complètement immergé dans un liquide dense, en l'occurrence du xénon liquide. Leur choix s'est porté sur ce milieu de détection de par ses caractéristiques intéressantes, que nous avons vues au chapitre 1. Nous pouvons citer en premier lieu sa masse volumique relativement élevée,  $\approx 3 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ , et son grand numéro atomique,  $Z = 54$ , qui confèrent au xénon liquide une bonne sensibilité. La phase liquide permet d'envisager de grands volumes de détection monolithiques. La faible énergie d'ionisation du xénon fait que le nombre de paires électron-ion générées lors d'un dépôt d'énergie est élevé. Enfin, deux signaux sont détectables suite à ce dépôt d'énergie, un signal de scintillation et un signal d'ionisation.

Le télescope Compton qui a été imaginé est basé sur des solutions technologiques innovantes. Comme nous l'avons présenté au chapitre 2 le principe du détecteur repose sur celui de la chambre à projection temporelle. Ce dernier est basé sur la détection des deux signaux issus du xénon liquide. Le signal de scintillation sert au déclenchement de l'acquisition et à la détermination du temps de l'interaction. Le signal d'ionisation est utilisé pour mesurer l'énergie déposée dans l'interaction ainsi que la position en trois dimensions de ce celle-ci. À cette fin, nous utilisons un ensemble MICROMEGAS constitué d'une microgrille et d'une anode segmentée, les signaux qui en sont issus sont recueillis par une électronique front-end IDeF-X à très bas bruit. Dans ce travail, nous nous sommes plus particulièrement intéressés à la détection de ce signal d'ionisation. Dans cette optique, nous avons décrit les différentes étapes qui mènent à sa détection : la production des paires électron-ion et la manière d'empêcher leur recombinaison, la dérive des électrons à travers le xénon et leur capture par des impuretés, les principes de recueil des signaux électroniques et ceux des chaînes d'électronique de lecture. Deux points sont cruciaux afin d'obtenir un détecteur qui bénéficie d'une bonne résolution en énergie. En premier lieu, la présence des impuretés dégrade fortement les signaux électroniques et il est important de travailler à l'amélioration de la purification du xénon liquide. D'autre part, étant donné que l'amplification du signal par avalanche électronique est très compliqué à obtenir, il est nécessaire de bénéficier d'un bruit électronique très faible.

Le traitement des données issues de ce prototype a été présenté dans le chapitre 4. Ce traitement se divise en deux étapes : tout d'abord une recherche des dépôts d'énergie sur les signaux enregistrés par toutes les voies, par l'utilisation d'un double seuil en amplitude, et ensuite une clusterisation des mesures des différents pixels afin de reconstituer l'amplitude totale du signal due à une interaction ainsi que sa position en trois dimensions dans le volume actif de la TPC. Un bruit électronique de l'ordre de 100 électrons a été obtenu. Il s'agit du plus faible bruit électronique jamais utilisé dans un instrument au xénon liquide. La résolution temporelle a été mesurée à  $\approx 150$  ns, ce qui équivaut à une résolution spatiale le long de la hauteur de la TPC de l'ordre de  $\approx 300$   $\mu\text{m}$ . La résolution en énergie atteinte, présentée au chapitre 6 est, de par ces deux faits, extrêmement proche de la résolution intrinsèque du xénon liquide. Suite à ces travaux, nous avons estimé, à partir du modèle de Thomas, qu'il serait judicieux d'atteindre un champ électrique de dérive supérieur à  $2,5 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$  pour faire de l'imagerie Compton. Toutes ces mesures sont très encourageantes étant donné qu'elles sont totalement en accord avec le cahier des charges des performances qui a été défini pour la construction de XEMIS. Elles vont même au-delà de ces spécifications, et nous permettent d'observer des effets potentiellement très intéressants. Dans le domaine du champ électrique de dérive investigué, soit de  $0,5$  à  $1,2 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ , nous rapportons de mesures qui ne sont pas compatibles avec une indépendance de la résolution en fonction de la hauteur d'interaction. Ce sont des mesures extrêmement fines et il est prématuré de conclure sur la pertinence de cet effet, sachant que l'ordre de grandeur de la variation de la résolution est suffisamment petit pour ne pas influencer les mesures effectuées auparavant par d'autres groupes utilisant une TPC moins profonde équipée d'une électronique

de lecture plus bruyante.

En outre, une étude, présentée au chapitre 5, a été menée sur l'évolution de la longueur d'atténuation des électrons au cours de la purification du xénon liquide. Des longueurs d'atténuation supérieures à 50 cm ont été mesurées, ce qui correspond à une fraction d'impuretés de l'ordre de 3 ppb. Afin de caractériser les évolutions mesurées, nous avons élaboré un modèle simple basé sur les modèles d'évolution de la pression résiduelle dans les systèmes sous vide. Ce modèle nous a permis de reproduire assez fidèlement les différentes évolutions de la longueur d'atténuation. Cela nous a permis d'identifier plusieurs axes de développement pour améliorer et accélérer la purification. Il s'agit notamment d'améliorer le rapport entre volume de xénon et surface des matériaux, ainsi que le design des différentes pièces, afin de réduire le dégazage des surfaces.

Au final, la preuve de faisabilité du télescope Compton au xénon liquide est proche. Le bruit électronique, la résolution en énergie et la résolution spatiale en  $z$  sont d'ores et déjà compatibles avec les performances nécessaires. La prochaine étape instrumentale consistera à augmenter la segmentation de l'anode afin d'atteindre les résolutions spatiales voulues en  $x$  et en  $y$ . À ce stade, le prototype pourra alors effectuer ses premières mesures Compton.





# Bibliographie

- [1] K. Blohm. De la caméra d'anger à la camera en coïncidence. *Revue de l'ACOMEN*, 5, 1999. [7](#)
- [2] B. Cassen, L. Curtis, and C. Reed. A sensitive directional gamma-ray detector. *UCLA Report*, page 49, 1949. [7](#)
- [3] W. H. Sweet. The use of nuclear disintegration in the diagnosis and treatment of brain tumor. *New England Journal of Medicine*, 245 :875–878, 1951. [7](#)
- [4] H. Anger. A new instrument for mapping gamma-ray emitters. *Biology and Medicine Quarterly Report University of California Radiation Laboratory*, 672, 1957. [7](#)
- [5] G. L. Brownell, C. A. Burnham, S. Wilenskya, S. Aronova, H. Kazemi, and D. Strieder. New developments in positron scintigraphy and the application of cyclotron-produced positrons emitters. *Proceedings of the Symposium on Medical Radioisotope Scintigraphy*, pages 163–176, 1968. [7](#)
- [6] G. L. Brownell and C. A. Burnham. Mgh positron camera. *NEREM 1972 Record*, page 117, 1972. [7](#)
- [7] D. A. Chesler. Three-dimensional activity distribution from multiple positron scintigraphs. *Journal of Nuclear Medicine*, 12 :347–348, 1971. [7](#)
- [8] G. N. Hounsfield. Computerized transverse axial scanning (tomography). part i : Description of system. part ii : Clinical applications. *British Journal of Radiology*, 46 :1016–1022, 1973. [8](#)
- [9] R. J. Jaszcak, P. H. Murphy, and D. Huard. Radionuclide emission computed tomography of the head with tc-99m and a scintillation camera. *Journal of Nuclear Medicine*, 18, 1977. [8](#)
- [10] J. S. Robertson, R. B. Marr, M. Rosenblum, V. Radeka, and Y. L. Yamamoto. *Tomographic Imaging in Nuclear Medicine*. Freedman GS, 1973. [8](#)
- [11] Z. H. Cho and M. R. Farukhi. *Nuclear Medicine*, 18 :840–844, 1977. [8](#)

- [12] E. Meyer C. J. Thompson, Y. L. Yamamoto. Positome ii : a high efficiency positron imaging device for dynamic brain studies. *IEEE Transaction on Nuclar Sciences*, 26 :5583–589, 1979. [8](#)
- [13] T. Ido, C-N. Wan, V. Casella, J. S. Fowler, A. P. Wolf, M. Reivich, and D. E. Kuhl. Labeled 2-deoxy-d-glucose analogs.  $^{18}f$ -labeled 2-deoxy-2-fluoro-d-glucose, 2-deoxy-2-fluoro-d-mannose and c-14-2-deoxy-2-fluoro-d-glucose. *The Journal of Labelled Compounds and Radiopharmaceuticals*, 14 :175–182, 1978. [8](#)
- [14] C. A. Burnham, J. Bradshaw, D. Kaufman, D. Chesler, and G. L. Brownell. One dimensional cameras for positron ect ring detectors. *IEEE Transactions on Nuclear Sciences*, 28 :109–113, 1981. [8](#)
- [15] C. A. Burnham, D. Kaufman, D. Chesler, C. W. Stearn, D. R. Wolfson, and G. L. Brownell. Cylindrical pet detector design. *IEEE Transactions on Nuclear Sciences*, 35 :675–679, 1988. [8](#)
- [16] C. L. Melcher and J. S. Schweitzer. Cerium-doped lutetium oxyorthosilicate : a fast, efficient new scintillator. *IEEE Transactions in Nuclear Science*, 39 :502–505, 1988. [8](#)
- [17] Irène Buvat. Quantification in emission tomography : Challenges, solutions and performance. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Resarch A*, 571 :10, 7 November 2006 2006. [15](#)
- [18] R. J. Jaszcak, K. L. Greer, C. E. Floyd, C. C. Harris, and R.E. Coleman. Improved spect quantification using compensation for scattered photons. *Journal of Nuclear Medecine*, 25 :893, 1984. [15](#)
- [19] T. Ichihara, K. Ogawa, N. Motomura, A. Kubo, and S. Hashimoto. Compton scatter compensation using the triple energy window method for single- and dual-isotope spect. *Journal of Nuclear Medecine*, 34 :2216, 1993. [15](#)
- [20] M. A. King, G. J. Hademenos, and S. J. Glick. A dual-photopeak window method for scatter correction. *Journal of Nuclear Medecine*, 33 :605, 1992. [15](#)
- [21] L. Verger O. Peyret, C. Mestais. Vers les gamma-caméras à semi-conducteurs. *Revue de l'ACOMEN*, 5 :129–136, 1999. [15](#), [16](#)
- [22] J. D. Allison. Cadmium telluride matrix gamma camera. *Medical Physics*, 7 :202–206, 1980. [16](#)
- [23] National Institute of Standards and Technology. Xcom. [http ://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html](http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html). [18](#), [26](#), [41](#)

- [24] Lawrence Berkeley National Laboratory. Scintillation properties. <http://scintillator.lbl.gov/>. 18
- [25] Bastien Guerin. *Nouvelle méthode spatio-spectrale de correction de la diffusion en tomographie à émission de positons*. Phd thesis, Université Paris VI - Pierre et Marie Curie, 2010. 19
- [26] Matthieu Heller. Ax-pet : a novel pet concept with g-apd readout. 2011. 21
- [27] G. W. Hutchinson. Ionization in liquid and solid argon. *Nature*, 162 :610, 1948. 22
- [28] Norman Davidson and A. E. Larsh Jr. Conductivity pulses in liquid argon. *Physical Review*, 74 :220, 7 June 1948 1948. 22
- [29] B. A. Dolgoshein, V. N. Lebedenko, and B. U. Rodionov. New method of registration of ionizing-particle tracks in condensed matter. *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 11(11) :351, 5 June 1970 1970. 22, 67
- [30] B. A. Dolgoshein, V. N. Lebedenko, and U. Rodionov. Luminescence induced by alpha particles in liquid xenon in an electric field. *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 7 :755, 1 october 1967 1967. 22
- [31] Luis W. Alvarez. The use of liquid gases in particle detectors with 1) high spatial resolution over a large area, and 2) high energy resolution as total absorption counters. *Lawrence Radiation Laboratory - Physics Notes*, 672, 26 November 1968 1968. 22
- [32] Richard A. Muller, Stephen E. Derenzo, Gerard Smadja, Dennis B. Smith, Robert G. Smits, Haim Zaklad, and Luis W. Alvarez. Liquid-filled proportionnal counter. *Physical Review Letters*, 27(8) :532, 23 August 1971 1971. 22
- [33] Stephen E. Derenzo, Dennis B. Smith, Robert G. Smits, Haim Zaklad, and Luis W. Alvarez. Recent developments in high-resolution noble-liquid counters. *NAL Summer Study*, 1970. 22
- [34] Haim Zaklad, Stephen E. Derenzo, Richard A. Muller, and Robert G. Smits. Initial images form a 24-wire liquid xenon gamma-camera. *IEEE Transactions in Nuclear Sciences*, 20(1) :429, February 1973 1973. 22
- [35] Haim Zaklad, Stephen E. Derenzo, Richard A. Muller, Gerard Smadja, Robert G. Smits, and Luis W. Alvarez. A liquid xenon radioisotope camera. *IEEE Transactions in Nuclear Sciences*, 19(3) :206, June 1972 1972. 22, 23, 66
- [36] Stephen E. Derenzo, T. S. Mast, Haim Zaklad, and Richard A. Muller. Electron avalanche in liquid xenon. *Physical Review A*, 9(6) :2582, June 1974 1974. 22, 57

- [37] Eido Shibamura, Akira Hitachi, Tadayoshi Doke, Tan Takahashi, Shinzou Kubota, and Mitsuhiro Miyajima. Drift velocities of electrons, saturation characteristics of ionization and w-values for conversion electrons in liquid argon, liquid argon-gas mixtures and liquid xenon. *Nuclear Instruments and Methods*, 131 :249, 1975. [22](#), [27](#)
- [38] Shinzou Kubota, A. Nakamoto, Tan Takahashi, S. Konno, T. Hamada, Mitsuhiro Miyajima, Akira Hitachi, Eido Shibamura, and Tadayoshi Doke. Ionization yield in xenon-doped liquid argon. *Physcis Letters*, 49(5) :393–394, 7 october 1974 1974. [22](#)
- [39] Tan Takahashi, S. Konno, T. Hamada, Mitsuhiro Miyajima, Shinzou Kubota, A. Nakamoto, Akira Hitachi, Eido Shibamura, and Tadayoshi Doke. Average energy expended per ion pair in liquid xenon. *Physical Review A*, 12(5) :1771, 1975. [22](#), [27](#)
- [40] Tadayoshi Doke, Akira Hitachi, Shinzou Kubota, A. Nakamoto, and Tan Takahashi. Estimation of fano factors in liquid argon, krypton, xenon and xenon-doped liquid argon. *Nuclear Instruments and Methods*, 134 :353, 1976. [22](#), [28](#)
- [41] Mitsuhiro Miyajima, Kimiaki Masuda, Akira Hitachi, Tadayoshi Doke, Tan Takahashi, S. Konno, T. Hamada, Shinzou Kubota, A. Nakamoto, and Eido Shibamura. Proportional counter filled with highly purified liquid xenon. *Nuclear Instruments and Methods*, 134 :403, 1976. [22](#)
- [42] Tadayoshi Doke and Shinzou Kubota. Liquid xenon drift chamber. *IEEE Transactions in Nuclear Sciences*, 26 :39–45, 1 February 1979 1979. [22](#)
- [43] Kimiaki Masuda, S. Takasu, Tadayoshi Doke, Tan Takahashi, A. Nakamoto, Shinzou Kubota, and Eido Shibamura. A liquid xenon proportional scintillation counter. *Nuclear Instruments and Methods*, 160 :247, 19 october 1979 1979. [22](#), [23](#)
- [44] Mitsuhiro Miyajima, Kimiaki Masuda, Y. Hoshi, Tadayoshi Doke, Tan Takahashi, T. Hamada, Shinzou Kubota, A. Nakamoto, and Eido Shibamura. A self-triggered liquid xenon drift chamber by the use of proportional ionization or proportional scintillation. *Nuclear Instruments and Methods*, 160 :239, 1979. [22](#), [23](#)
- [45] Kimiaki Masuda, Akira Hitachi, Y. Hoshi, Tadayoshi Doke, A. Nakamoto, Eido Shibamura, and Tan Takahashi. Test of a dual-type gridded ionization chamber using liquid xenon. *Nuclear Instruments and Methods*, 174 :439–446, 23 april 1980 1980. [22](#)
- [46] Shinzou Kubota, A. Nakamoto, Tan Takahashi, T. Hamada, Eido Shibamura, Mitsuhiro Miyajima, Kimiaki Masuda, and Tadayoshi Doke. Recombination luminescence in liquid argon and in liquid xenon. *Physical Review B*, 17(6) :2762, 15 march 1978 1978. [23](#), [28](#)

- [47] Shinzou Kubota, Masahiko Hishida, and Jian zhi Ruan. Evidence for a triplet state of the self-trapped exciton states in liquid argon, krypton and xenon. *Journal of Physics C : Solid State Physic*, 11 :2645–2651, 9 February 1979 1978. [23](#), [29](#), [32](#)
- [48] Akira Hitachi, Tan Takahashi, Nobukata Funayama, Kimiaki Masuda, Jun Kikuchi, and Tadayoshi Doke. Effect of ionization density on the time dependence of luminescence from liquid argon and xenon. *Physical Review B*, 27(9) :5729–5285, 1 May 1983 1983. [23](#), [30](#), [31](#)
- [49] Shinzou Kubota, Masayo Suzuki, and Jian zhi Ruan. Specific-ionization-density effect on the time dependence of luminescence in liquid xenon. *Physcial Review B*, 21(6) :21–23, 15 march 1980 1980. [23](#), [30](#)
- [50] Elena Aprile, R. Mukherjee, and Masayo Suzuki. Performance of a liquid xenon ionization chamber irradiated with electron and gamma-rays. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, pages 177–185, 1991. [23](#), [164](#)
- [51] Elena Aprile, R. Mukherjee, and Masayo Suzuki. A study of the scintillation light induced in liquid xenon by electrons and alpha particles. *IEEE Transactions in Nuclear Sciences*, 37 :553–558, 2 april 1990 1990. [23](#)
- [52] Elena Aprile, R. Mukherjee, and Masayo Suzuki. Ionization of liquid xenon by am 241 and po 210 alpha particles. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 307 :119, 26 February 1991 1991. [23](#)
- [53] J. Thomas and D. A. Imel. Recombination of electron-ion pairs in liquid argon and liquid xenon. *Physical Review A*, 36(2) :614–616, 15 juillet 1987 1987. [23](#), [46](#)
- [54] E. Aprile, A. Bolotnikov, D. Chen, and R. Mukherjee. A liquid xenon imaging telescope for gamma-ray astrophysics : design and expected performance. *Nuclear Physics B*, 32 :279, 1993. [23](#)
- [55] Proposal to Paul Scherrer Institute. The meg experiment, search for  $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$  decay at psi. [http ://meg.web.psi.ch/docs/index.html](http://meg.web.psi.ch/docs/index.html). [23](#)
- [56] J. Angle, E. Aprile, F. Arneodo, L. Baudis, A. Bernstein, A. Bolozdynya, L. C. C. Coelho, C. E. Dahl, L. DeViveiros, A. D. Ferella, L. M. P. Fernandes, S. Fiorucci, R. J. Gaitskell, K. L. Giboni, R. Gomez, R. Hasty, L. Kastens, J. Kwong, J. A. M. Lopes, N. Madden, A. Manalaysay, A. Manzur, D. N. McKinsey, M. E. Monzani, K. Ni, U. Oberlack, J. Orboeck, G. Plante, R. Santorelli, J. M. F. dos Santos, P. Shagin, T. Shutt, P. Sorensen, S. Schulte, C. Winant, and M. Yamashita. Limits on spin-dependent wimp-nucleon cross sections from the xenon10 experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 101(9) :091301, 2008. [23](#)

- [57] E. Aprile, K. Arisaka, F. Arneodo, A. Askin, L. Baudis, A. Behrens, K. Bokeloh, E. Brown, T. Bruch, G. Bruno, J. M. R. Cardoso, W.-T. Chen, B. Choi, D. Cline, E. Duchovni, S. Fattori, A. D. Ferella, F. Gao, K.-L. Giboni, E. Gross, A. Kish, C. W. Lam, J. Lamblin, R. F. Lang, C. Levy, K. E. Lim, Q. Lin, S. Lindemann, M. Lindner, J. A. M. Lopes, K. Lung, T. Marrodan Undagoitia, Y. Mei, A. J. Melgarejo Fernandez, K. Ni, U. Oberlack, S. E. A. Orrigo, E. Pantic, R. Persiani, G. Plante, A. C. C. Ribeiro, R. Santorelli, J. M. F. dos Santos, G. Sartorelli, M. Schumann, M. Selvi, P. Shagin, H. Simgen, A. Teymourian, D. Thers, O. Vitells, H. Wang, M. Weber, and C. Weinheimer. Dark matter results from 100 live days of xenon100 data. *arXiv*, 1104 :2549, 2011. [23](#), [36](#)
- [58] L. Lavoie. Liquid xenon scintillators for imaging of positron emitters. *Medical Physics*, 3 :283–293, 1976. [23](#)
- [59] Vitaly Yu. Chepel. A new liquid xenon scintillation detector for positron emission tomography. *Nuclear Tracks and Radiation Measurements*, 21(1) :47 – 51, 1993. [23](#)
- [60] T. Doke, J. Kikuchi, and F. Nishikido. Time-of-flight positron emission tomography using liquid xenon scintillation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 569(3) :863 – 871, 2006. [23](#)
- [61] M.-L. Gallin-Martel, L. Gallin-Martel, Y. Grondin, O. Rossetto, J. Collot, D. Grondin, S. Jan, Ph. Martin, F. Mayet, P. Petit, and F. Vezzu. A liquid xenon positron emission tomograph for small animal imaging : First experimental results of a prototype cell. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 599(2-3) :275 – 283, 2009. [23](#)
- [62] K. Giboni, E. Aprile, T. Doke, S. Suzuki, L. M. P. Fernandes, J. A. M. Lopes, and J. M. F. dos Santos. Compton positron emission tomography with a liquid xenon time projection chamber. *Journal of Instrumentation*, 2(10) :P10001, 2007. [23](#)
- [63] National Institute of Standards and Technology. Star. [http ://www.nist.gov/pml/data/star/index.cfm](http://www.nist.gov/pml/data/star/index.cfm). [25](#)
- [64] A. H. Compton. A quantum theory of the scattering of x-rays by light elements. *Physical Review*, 21(4) :483502, 1923. [25](#), [39](#)
- [65] U. Asaf and I.T. Steinberger. Photoconductivity and electron transport parameters in liquid and solid xenon. *Physical Review B*, 10 :4464, 23 July 1974 1974. [27](#)
- [66] R.L. Platzman. Total ionization in gases by high energy particles : an appraisal of our understanding. *The International Journal of Applied Radiation and Isotopes*, 10 :116, 1961. [27](#)

- [67] Lars Onsanger. Initial recombination of ions. *Physical Review*, 54 :544–557, 1938. [28](#)
- [68] Tadayoshi Doke. Scintillation of liquid xenon and its application to nuclear radiation detectors. *IEEE transactions on dielectrics and electrical insulation*, 13 :640–649, 2006. [29](#), [30](#)
- [69] Tadayoshi Doke. *Electronic excitation in liquide rare gases*, chapter Ionization and Excitation by hight energy radiation, pages 71–93. American Scientific Publishers, 2005. [30](#)
- [70] Elena Aprile, C. E. Dahl, L. de Viveiros, R. J. Gaitskell, Karl-Ludwig Giboni, J. Kwong, P. Majewski, K. Ni, T. Shutt, and M. Yamashita. Simultaneous measurement of ionization and scintillation from nuclear recoils in liquid xenon for a dark matter experiment. *Physical Review Letters*, 97 :081302, 25 august 2006 2006. [32](#)
- [71] Kenji Ozone. Liquid xenon scintillation detector for the new  $\mu \rightarrow e\gamma$  search experiment. *Thèse de doctorat, Department of Physics, Faculty of Science, University of Tokyo*, 2005. [33](#)
- [72] Elena Aprile, A. Curioni, Karl-Ludwig Giboni, M. Kobayashi, U. G. Oberlack, S. Ventura, E. L. Chupp, P. P. Dunphy, Tadayoshi Doke, and Jun Kikuchi. Calibration and in-flight performance of the compton telescope prototype Ixegrit. *New Astronomy Reviews*, 48(1-4) :257–262, 2004. PT : J ; CT : International Workshop on Astronomy with Radioactivities IV and Filling and Sensitivity Gap in MeV Astronomy ; CY : MAY 26-30, 2003 ; CL : Kloster Seeon, GERMANY ; TC : 6. [34](#)
- [73] Elena Aprile, V. Egorov, Karl-Ludwig Giboni, T. Kozu, F. Xu, Tadayoshi Doke, Jun Kikuchi, T. Kashiwagi, G. J. Fishman, R. Rehage, and D. Trice. The electronics read-out and data acquisition system for a liquid xenon time projection chamber as a balloon-borne compton telescope. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 412 :425–436, 17 february 1998 1998. [34](#)
- [74] U. G. Oberlack, Elena Aprile, A. Curioni, and Karl-Ludwig Giboni. Performance of the light trigger system in the liquid xenon gamma-ray imaging telescope Ixegrit. *IEEE Transactions in Nuclear Sciences*, 48 :1041, 4 august 2001 2001. [34](#)
- [75] A. Curioni, Elena Aprile, Tadayoshi Doke, Karl-Ludwig Giboni, M. Kobayashi, and U. G. Oberlack. A study of the Ixegrit detection efficiency for mev gamma-rays during the 2000 balloon flight campaign. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 576 :350–361, 18 february 2007 2007. [34](#)
- [76] Elena Aprile, A. Curioni, Karl-Ludwig Giboni, M. Kobayashi, U. G. Oberlack, and S. Zhang. Compton imaging of mev gamma-rays with the liqui xenon gamma-ray



- imaging telescope (Ixe grit). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 593 :414–425, 2008. [34](#)
- [77] Elena Aprile, A. Curioni, V. Egorov, Karl-Ludwig Giboni, U. G. Oberlack, S. Ventura, Tadayoshi Doke, Jun Kikuchi, K. Takizawa, E. L. Chupp, and P. P. Dunphy. Spectroscopy and imaging performance of the liquid xenon gamma-ray imaging telescope (Ixe grit). *ICFA Instrumentation Bulletin*, 2000. [34](#)
- [78] Satoshi Mihara, Tadayoshi Doke, Tomiyushi Haruyama, K. Kasami, A. Maki, T. Mitsuhashi, T. Mori, H. Nishigushi, W. Ootani, K. Ozone, R. Sawada, S. Suzuki, K. Terasawa, and T. Yoshimura. Development of a liquid-xenon photon detector-towards the search for a muon rare decay mode at paul scherrer institute. *Cryogenics*, 44 :223–228, 2004. [35](#)
- [79] J. Adam, X. Bai, A. Baldini, E. Baracchini, A. Barchiesi, C. Bemporad, G. Boca, P.W. Cattaneo, G. Cavoto, G. Cecchet, F. Cei, C. Cerri, A. De Bari, M. De Gerone, T. Doke, S. Dussoni, J. Egger, L. Galli, G. Gallucci, F. Gatti, B. Golden, M. Grassi, D.N. Grigoriev, T. Haruyama, M. Hildebrandt, Y. Hisamatsu, F. Ignatov, T. Iwamoto, D. Kaneko, P.-R. Kettle, B.I. Khazin, O. Kiselev, A. Korenchenko, N. Kravchuk, A. Maki, S. Mihara, W. Molzon, T. Mori, D. Mzavia, H. Natori, R. Nardò, D. Nicolò, H. Nishiguchi, Y. Nishimura, W. Ootani, M. Panareo, A. Papa, R. Pazzi, G. Piredda, A. Popov, F. Renga, S. Ritt, M. Rossella, R. Sawada, M. Schneebeli, F. Sergiampietri, G. Signorelli, S. Suzuki, C. Topchyan, V. Tumakov, Y. Uchiyama, R. Valle, C. Voena, F. Xiao, S. Yamada, A. Yamamoto, S. Yamashita, Yu.V. Yudin, and D. Zanello. A limit for the  $[\mu] \rightarrow e[\gamma]$  decay from the meg experiment. *Nuclear Physics B*, 834 :1 – 12, 2010. [35](#)
- [80] A. Baldini, C. Bemporad, F. Cei, S. Dussoni, S. Dussoni, F. Gatti, F. Grassi, Tomiyushi Haruyama, Y. Hisamatsu, T. Iwamoto, Satoshi Mihara, T. Mori, D. Nicolo, H. Nishiguchi, W. Ootani, A. Papa, R. Pazzi, R. Sawada, F. Sergiampietri, G. Signorelli, R. Valle, and S. Yamada. A radioactive point-source lattice for calibrating and monitoring the liquid xenon calorimeter of the meg experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 565 :589–598, 2006. [35](#)
- [81] R. Sawada and on behalf of the MEG xenon detector group. Liquid xenon gamma ray detector for meg. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 581 :522–525, 2007. [35](#)
- [82] E. Aprile, K. Arisaka, F. Arneodo, A. Askin, L. Baudis, A. Behrens, K. Bokeloh, E. Brown, J.M.R. Cardoso, B. Choi, D. Cline, S. Fattori, A.D. Ferella, K.L. Giboni, A. Kish, C.W. Lam, J. Lamblin, R.F. Lang, K.E. Lim, J.A.M. Lopes, T. Marrodan Undagoitia, Y. Mei, A.J. Melgarejo Fernandez, K. Ni, U. Oberlack, S.E.A. Orrigo, E. Pantic, G. Plante, A.C.C Ribeiro, R. Santorelli, J.M.F. dos Santos, M. Schumann, P. Shagin,



- A. Teymourian, D. Thers, E. Tziaferi, H. Wang, C. Weinheimer, M. Laubenstein, and S. Nisi. Material screening and selection for xenon100. *arXiv*, 1103 :5831, 2011. [36](#)
- [83] D. B. Everett, J. S. Fleming, R. W. Todd, and J. M. Nightingale. Gamma-radiation imaging system based on the compton effect. *Proceedings of IEEE*, 11 :995–1000, 1977. [37](#)
- [84] T. Kamae, H. Hanada, and R. Enomoto. Prototype design of multiple compton gamma-ray camera. *IEEE Transaction on Nuclear Science*, 35 :352356, 1988. [37](#)
- [85] Christopher John Solomon and Robert John Ott. Gamma ray imaging with silicon detectors - a compton camera for radionuclide imaging in medecine. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 273 :787792, 1988. [37](#)
- [86] James D. Kurfess and Bernard F. Philips. Coincident compton nuclear medical imager. *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, 2 :11661170, 2001. [37](#)
- [87] C. Grignon, J. Barbet, M. Bardiès, T. Carlier, J.F. Chatal, O. Couturier, J.P. Cussonneau, A. Faivre, L. Ferrer, S. Girault, T. Haruyama, P. Le Ray, L. Luquin, S. Lupone, V. Métivier, E. Morteau, N. Servagent, and D. Thers. Nuclear medical imaging using [beta]+[gamma] coincidences from 44sc radio-nuclide with liquid xenon as detection medium. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 571(1-2) :142 – 145, 2007. [38](#)
- [88] Electron-tracking compton gamma-ray camera for small animal and phantom imaging. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 623(1) :606 – 607, 2010. [40](#)
- [89] Cyril Grignon. *Étude et développement d'un télescope Compton au xénon liquide dédié à l'imagerie médicale fonctionnelle*. Phd thesis, Université de Nantes, 2007. [41](#)
- [90] Brookhaven National Laboratory. Nuclear national data center. [http ://www.nndc.bnl.gov/](http://www.nndc.bnl.gov/). [43](#)
- [91] Ferid Haddad, Ludovic Ferrer, Arnaud Guertin, Thomas Carlier, Nathalie Michel, Jacques Barbet, and Jean-François Chatal. Arronax, a high-energy and high-intensity cyclotron for nuclear medicine. *European Journal of Nuclear Medicine and Molecular Imaging*, 35 :1377–1387, 2007. [42](#)
- [92] S. Huclier-Markaii, A. Sabatie, S. Ribet, V. Kubicek, M. Paris, C. Vidaud, P. Hermann, and C.S. Cutler. Chemical and biological evaluation of scandium(iii)-polyaminopolycoylate complexes as potential pet agents and radiopharmaceuticals. *Radiochimica Acta*, 99, 2011. [42](#)

- [93] J. Thomas, D. A. Imel, and S. Biller. Statistics of charge collection in liquid argon and liquid xenon. *Physical Review A*, 38(11) :5793–5801, 1 décembre 1988 1988. [46](#), [47](#), [49](#), [164](#)
- [94] E. Aprile, A. Bolotnikov, D. Chen, R. Mukherjee, and F. Xu. Detection of gamma rays with a 3.5 l liquid xenon ionization chamber triggered by the primary scintillation light. *Nuclear instruments and methods in physics research A*, 480 :636–650, 2002. [49](#)
- [95] E. Aprile and T. Doke. Liquid xenon detectors for particle physics and astrophysics. *Review of Modern Physics*, 82, 2010. [50](#)
- [96] W. F. Schmidt. *Liquid state electronics of insulating liquids*. CRC Press LLC, 1997. [51](#)
- [97] H. Schnyders, S. A. Rice, and L. Meyer. Electron drift velocities in liquefied argon and krypton at low electric field strengths. *Physical review*, 150 :127–145, 1966. [52](#)
- [98] T. Kimura and G. R. Freeman. *Canadian Journal of Physics*, 52 :2220–2222, 1074. [52](#)
- [99] E. M. Guschin, A. A. Kruglov, and I. M. Obodovsky. *Journal of experimental and theoretical physics*, 82 :1114–1125, 1982. [52](#), [54](#)
- [100] V. M. Atrazhev, A. V. Berezhnov, D. O. Dunikov, I. V. Chernysheva, V. V. Dmitrenko, and G. Kapralova. Electron transport coefficients in liquid xenon. *IEEE international conference on dielectric liquids*, pages 329–332, 2005. [51](#), [52](#), [56](#), [57](#)
- [101] Masayuki Ichige, Elena Aprile, Tadayoshi Doke, Katsuhito Hasuike, Ken Itoh, Jun Kikuchi, and Kimiaki Masuda. Measurement of attenuation length of drifting electrons in liquid xenon. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 33 :355–363, 1993. [53](#)
- [102] K. Yoshino, U. Sowada, and W. F. Schmidt. Effect of molecular solutes on the electron drift velocity in liquide ar, kr and xe. *Physical review A*, 14 :438–444, 1976. [54](#)
- [103] O. Hilt and W. F. Schmidt. Positive-hole mobility in liquide xenon as a function of temperature. *Journal of physics : condensed matter*, 6 :L735–738, 1994. [55](#)
- [104] Tadayoshi Doke. Recent developments of liquid xenon detectors. *Nuclear instruments and methods*, 196 :87–96, 1982. [56](#), [57](#), [162](#)
- [105] W. Hofmann, U. Klein, J. Spengler, and D. Wegener. Production and transport of conduction electrons in liquid argon ionization chamber. *Nuclear Instruments and Methods*, 135(1) :151–156, 1976. [60](#)
- [106] William Shockley. Currents to conductors induced by a moving point charge. *Journal of Applied Physics*, 9 :635, 1938. [62](#)

- [107] Simon Ramo. Current induced by electron motion. In *Proceedings of the I.R.E*, pages 584–585, 1939. [62](#)
- [108] O. Frisch. *British atomic energy report*, BR-49, 1944. [65](#)
- [109] O. Bunemann, T. E. Cranshaw, and J. A. Harvey. Design of grid ionization chamber. *Canadian journal of research A*, 27 :191–206, 1949. [65](#), [66](#)
- [110] C. S. N. Conde. *X-Ray spectrometry : recent technological advances*. John Wiley and Sons, 2004. [67](#)
- [111] Zhong Yuan Chang and Willy M.C. Sansen. *Low-noise wide-band amplifiers in bipolar and CMOS technologies*. Kluwer Academic Publishers, 1991. [70](#), [71](#)
- [112] Lars Nygren. A time projection chamber. 1975. [73](#)
- [113] C. Rubbia. The liquid-argon time projection chamber : a new concept for neutrino detector. *CERN Report*, CERN-EP/77-08, 1077. [73](#)
- [114] Samuel Duval. *Développement d'un photomultiplicateur gazeux cryogénique dédié à un télescope Compton au xénon liquide dédié à l'imagerie médicale*. Phd thesis, Université de Nantes, 2011. [75](#), [139](#)
- [115] Y. Giomataris, Ph. Rebougeard, J. P. Robert, and G. Charpak. Micromegas : a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 376 :29–35, 1996. [77](#)
- [116] Aline Meuris. *Étude et optimisation du plan de détection de haute énergie en Cd(Zn)Te de la mission spatiale d'astronomie et gamma Simbol-X*. Phd thesis, Université Paris 7 Diderot, 2009. [83](#), [84](#)
- [117] O. Gevin, F. Lugiez, O. Limousin, P. Baron, C. Blondel, X. Coppolani, B.P.F. Dirks, and E. Delagnes. Idef-x v1.0 : A new 16-channel low-noise analog front-end for cd(zn)te detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 567(1) :140 – 144, 2006. [83](#)
- [118] A. C. Hollis Hallet. *Argon, Helium and the Rare Gases*. Interscience Publishers, 1961. [87](#)
- [119] N. B. Vargaftik. *Tables on the thermophysical properties of liquids and gases, second edition*. 1975. [87](#)
- [120] Tomiyushi Haruyama. Progress of xenon liquefaction technology by using a pulse tube cryocooler. 2005. [88](#)

- [121] Claude Brassard. Liquid ionization detectors. *Nuclear Instruments and Methods*, 162 :29–47, 1979. [93](#)
- [122] A. Dobi, D. S. Leonard, C. Hall, L. Kaufman, T. Langford, and S. Slutsky and Y.-R. Yen. Study of zirconium getter for purification of xenon gas. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 620 :594–598, 2010. [95](#), [152](#)
- [123] Charles Goubier Jacques Huetz Christophe Marvillet Pierre Mercier Roland Vidil André Bontemps, Alain Garrigue. Echangeurs de chaleurs : description des échangeurs. *Techniques de l'ingénieur*, 1995. [96](#)
- [124] Jérôme Beucher. *Recherche et développement d'un détecteur gazeux PIM (Parallel Ionization Multiplier) pour la trajectographie de particules sous un haut flux de hadrons*. Phd thesis, Université de Nantes, 2007. [109](#)
- [125] D.A. Gedcke and W.J. McDonald. A constant fraction of pulse height trigger for optimum time resolution. *Nuclear Instruments and Methods*, 55 :377 – 380, 1967. [118](#)
- [126] Jean Leclerc. Nature et qualité du vide - contamination. *Techniques de l'ingénieur*. [151](#)
- [127] Wan-Ting Chen, Hervé Carduner, Jean-Pierre Cussoneau, Jérôme Donnard, Samuel Duval, Abdul-Fattah Mohamad-Hadi, Jacob Lamblin, Olivier Lemaire, Patrick Le Ray, Éric Morteau, Tugdual Oger, Lucas Scotto-Lavina, Jean-Sébastien Stutzmann, and Dominique Thers. Measurement of the transverse diffusion coefficient of charge in liquide xenon. *arXiv*, page 1109.3300v1, 2011. [161](#)
- [128] Luc Guymare. étude de la production de paires électron-ion par rayonnement  $\gamma$  dans le xénon liquide. *Rapport interne*, 2008. [164](#)

**Tugdual Oger**

Développement expérimental d'un télescope Compton au xénon liquide pour l'imagerie médicale fonctionnelle

Experimental development of a liquid xenon Compton telescope for functional medical imaging

## Résumé

L'imagerie  $3\gamma$  est une nouvelle technique d'imagerie médicale nucléaire qui a été proposée au laboratoire Subatech. Cette technique consiste à localiser tridimensionnellement la position de la désintégration d'un radioisotope innovant émetteur ( $\beta^+$ ,  $\gamma$ ), le  $^{44}\text{Sc}$ . Il s'agit pour cela d'associer la détection des deux photons gamma de 511 keV issus de la désintégration d'un positon, assurée par une couronne de détecteurs de tomographie à émission de positon, à la détection du troisième photon par un télescope Compton au xénon liquide. La position de l'interaction entre le photon et le xénon, ainsi que l'énergie déposée, sont relevées grâce à la mesure du signal d'ionisation à l'aide d'une chambre MICROMEGAS (MICROMesh Gaseous Structure), tandis que le déclenchement de l'acquisition et la mesure du temps de l'interaction sont assurés par la détection du signal de scintillation. Le principe de la TPC est ainsi utilisé pour l'imagerie Compton.

Afin de faire la preuve expérimentale de faisabilité de l'imagerie  $3\gamma$ , un prototype de petite dimension, XEMIS (XENon Medical Imaging System), a été développé. Cette thèse constitue une étape importante vers cette preuve de faisabilité. Les travaux qui y sont exposés portent sur la caractérisation de la réponse du détecteur pour un faisceau de gammas de 511 keV et sur l'analyse des données qui en sont issues. La mesure des résolutions en énergie et temporelle seront exposés, ainsi que celle de la pureté du xénon liquide.

## Mots clés :

xénon liquide, TPC, imagerie Compton

## Abstract

$3\gamma$  imaging is a new nuclear medical imaging technique which has been suggested by Subatech laboratory. This technique involves locating three-dimensional position of the decay of an innovative radioisotope ( $\beta^+$ ,  $\gamma$ ) emitter, the  $^{44}\text{Sc}$ . The principle consist in the detection of two photons of 511 keV gamma rays from the decay of the positron, provided by a PET ring detector, associated to the detection of the third photon by a Liquid xenon Compton telescope. The energy deposited in the interaction between the photon and xenon and its position are identified by measuring the ionization signal with a MICROMEGAS chamber (MicroMesh Gaseous Structure), while the trigger and time measurement of the interaction are provided by the detection of the scintillation signal. The principle of the TPC is thus used to Compton imaging.

In order to demonstrate experimentally the feasibility of imaging  $3\gamma$ , a small prototype, XEMIS (Xenon Medical Imaging System) was developed. This thesis is an important step towards the proof of feasibility. In this work are exposed the characterization of the detector response for a beam of 511 keV gamma rays and the analysis of data derived from it. The measurement of energy and time resolutions will be presented, as well as the purity of the liquid xenon.

## Key Words :

liquid xenon, TPC, Compton imaging liquid xenon, TPC, Compton imaging